THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Jacques GOLBERG

1re **THÈSE.** — **"Bosons neutres produits en association avec un hypéron Λ dans les interactions K^-p à 3 GeV/c."**

2e **THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

"Rayonnement Gamma dans le rayonnement cosmique."

Soutenues le 10 Juin 1966 devant la Commission d'examen.

MM. BERTHELOT — *Président.*

LEHMANN, GREGORY, LEPRINCE-RINGUET — *Examinateurs.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Jacques GOLBERG

1re **THÈSE.** — **"Bosons neutres produits en association avec un hypëron Λ dans les interactions K^-p à 3 GeV/c."**

2e **THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

"Rayonnement Gamma dans le rayonnement cosmique."

Soutenues le 10 Juin 1966 devant la Commission d'examen.

MM. BERTHELOT — *Président.*

LEHMANN, GREGORY, LEPRINCE-RINGUET — *Examinateurs.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544321_0018

TABLE DES MATIERES

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.
PREVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structure.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallographie.
MATHIEU J.-P.	T	Physique optique.
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et phys. mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique).
NORMANT	T	Synthèse organique.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondament. (Orsay)
BRICARD	T	Météorologie physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théorie chimique.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparée.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
LÉVY	T	Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J.-E.	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Energétique générale.
ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
CASTAING	T	Physique II - Thermodynamique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
Mme Charniaux-Cotton	T	Evolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique (Orsay).
VILLE	T	Econométrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique 1 (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques 1 (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorie des fluides.
GUILBERT		Physique (CSU Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.)

FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
JULIA M.	T	Etudes des moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT	T	Physico-Chimie des radio-éléments.
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
LEMEE	T	Ecologie végétale (Orsay).
GUERIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
CHATELET	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Electronique (Orsay).
BOUSSIERES	T	Radio-chimie
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe.
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.
ACHER	T	Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN	T	Biologie animale (P.C.B.)
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.)
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOURREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA	T	Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN		Physique Electricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S.P.C.N.)
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et Mécanique céleste
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques 1 (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie physique et Géologie dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF	T	Physiologie animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.)
JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
MALGRANGE	T	Technique math. de la Physique (Orsay).
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Mathématiques (E.N.S. féminine).
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.)
AMAT	T	Physique (P.C.B.)
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.)
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique (M.G.P.) (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématique-Propédeutique
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.)
Mme GANS	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.)
MEYER		Physique-Propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides.
ROUBINE		Electronique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.)
UEBERSFELD	T	Electronique.
YVON	T	Théorie physique.
HERVÉ	T	Mathématiques.
NERON	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
Mme NECKER-WIMEL	T	Astrophysique
BALKANSKY		Physique (M.P.C.)
LE CORRE	T	Electricité
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay)
GOURDIN		Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
LEHMANN	T	Phys. expérim. des hautes énergies (Orsay)
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
ECHALIER		Biologie animale (P.C.B.)
BARRAUD		Physiologie cellulaire
LIORET	T	Physiologie végétale (Orsay).
DARS		Géologie struc. et Géologie appliquée
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle
BLAQUIÈRE		Electronique (Orsay)
ARNOUS	T	Physique théorique (Orsay)
TATIBOUET		Chimie (CSU Orléans)
MALLIAVIN	T	Mathématiques Propédeutique (Orsay)
GAUDEMAR		Chimie Propédeutique
PEREZ Y JORBA		Phys expér. des hautes énergies (Orsay)
DAVID	T	Chimie (agrégation) (Orsay)
BROUSSE	T	Mécanique théorique
ROSCH	T	Astronomie
GUY	T	Physique expérimentale.
LAZARD		Mathématiques (M.P.C.).
MOREL P.		Physique (M.P.C.).
ARSAC		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).
CHAPEVILLE		Biochimie
BENOIT		Physique (C.P.E.M.).
RIO		Chimie (C.P.E.M.).
JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).
PRÉVOST G.		Biologie végétale (C.P.E M.).
FAVARD		Biologie animale (C.P.E.M.)
VILKAS		Chimie (C.P.E M.).
Mlle FICINI		Chimie (C.P.E M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN TANNOUDJI		Physique (M.P C.)
TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).
Mme ROIZEN		Physique (C.P.E.M.).
DURAND M.		Biologie animale (S.P.C.N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT		Biologie animale (C.P.E.M.).
BROUSSE		Géologie (Orsay).
CAGNAC		Physique agrégation (Orsay).
LEBERRE		Zoologie (Orsay).
SCHAEFFER		Microbiologie (Orsay).
DE GENNES		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
CLAUSER		Chimie biologique (Orsay).
CHEVALLIER		Physiologie animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire (Orsay).
FETIZON		Chimie propédeutique (Orsay).
CERF		Mathématique (Orsay).
LURCAT		Physique
RIGAUDY		Chimie (S.P.C.N.)
SIGWALT		Chimie (S.P.C.N.)
FOURNET		Electricité générale.
COLLONGUES		Chimie (C.P.E.M.).
DUBERT		Biochimie.
LAVOREL		Biologie physico chimique.
MOREL F.		Physiologie comparée.
TALBOT		Génétique chimique.
Mme NOUGADERE		Botanique.
FRANÇOIS		Zoologie.
IVANOFF		Océanographie physique.
CADIOT		Chimie organique.
BARUCH		Physique propédeutique.
NOZIERES		Physique générale.
BOK		Physique propédeutique.
SLONIMSKI		Génétique.

Le Secrétaire Général : R. POULLAIN

TABLE DES MATIERES

Introduction 3

CHAPITRE I - Obtention des photographies 4

1-1 - L'accélérateur 4

1-2 - La chambre à bulles 5

1-3 - Le projet du faisceau 6

1-4 - Méthodes de calcul 7

1-5 - Description du faisceau m_2 14

1-6 - Règlage du faisceau 18

1-7 - Résultats 19

CHAPITRE II - Dépouillement de l'expérience 22

2-1 - Généralités 22

2-2 - L'examen des photographies 23

2-3 - Mesures et calculs 25

2-4 - Identification 26

2-5 - Détermination des sections efficaces 39

2-6 - Conclusion 43

CHAPITRE III - Méthodes d'étude des mécanismes de production 44

3-1 - Evaluation de la contribution de chaque boson 44

3-2 - Distribution angulaire de production 45

3-3 - Désintégration du boson. Matrice densité 48

3-4 - Utilisation du Λ° . Corrélations 51

CHAPITRE IV - Résultats expérimentaux 58

4-1 - Désintégrations neutres 59

4-2 - Réaction $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^-$ 62

4-3 - Réactions $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$, $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^\circ$ et $\Lambda^\circ K \bar{K}$ 63

4-4 - Production du π° 64

4-5 - Production du η° 67

4-6 - Production du X° 68

4-7 - Production des mésons vectoriels 68
4-8 - Production du f^0 70
4-9 - Conclusion 71

CHAPITRE V - Interprètation dans le modèle périphérique 73
5-1 - Modèle d'échange 73
5-2 - Méthode de l'approximation de Born 74
5-3 - Comparaison avec les résultats expérimentaux 78
5-4 - Raffinements possibles du modèle de l'approximation de Born 80
5-5 - Echange de baryon 85
5-6 - Conclusion 87

Chapitre VI - Conclusion générale 88
6-1 - Les réactions $K^- p \to 0^- + 1/2^+$ 89
6-2 - Réactions avec changement de spins 90
6-3 - Conclusion 91

ANNEXE I - Formules d'optique des faisceaux dans l'approximation des lentilles minces 93

ANNEXE II - Le matériel utilisé pour le faisceau 98

ANNEXE III - Modes de désintégration de Λ^0 K^0 $\overline{K}^0$ 100

ANNEXE IV - Estimation des F_{ik} 102

ANNEXE V - Tables de caractéristiques des réactions de production 104

FIGURES

INTRODUCTION

Parmi les nombreux aspects de l'interaction $K^- p$ il est intéressant de rapprocher les états où sont produits un hypéron Λ^0 et un boson neutre. Ces états interviennent en effet pour une part non négligeable dans la section efficace totale, et leur étude se prête bien à la comparaison avec des modèles de mécanismes de production, en particulier le modèle périphérique. Le mécanisme de production peut être atteint de plusieurs façons, par la section efficace différentielle, par la distribution angulaire de désintégration du Λ^0 et, quand les secondaires du boson sont connus, par la distribution angulaire de désintégration du boson.

Les réactions qui sont analysées ici proviennent d'une expérience sur les interactions des mésons K^- faite auprès du synchrotron du CERN dans la chambre à bulles de 81 cm du CEA. Un faisceau fut construit en particulier pour réaliser cette expérience; sa description occupe presque toute la première partie. La seconde partie est un exposé des méthodes mises en oeuvre pour aboutir à des lots d'évènements dans un état final donné. Les résultats expérimentaux sont dégagés dans la quatrième partie de la manière systématique présentée dans la troisième partie. Enfin la cinquième partie est un essai d'interprètation des résultats dans le cadre du modèle périphérique. Les résultats physiques sont contenus dans les trois dernières parties; les deux premières sont purement techniques et ne sont pas indispensables à la compréhension des suivantes.

CHAPITRE I

OBTENTION DES PHOTOGRAPHIES

Les résultats présentés ici proviennent de l'analyse de 350 000 photos prises auprès du synchrotron à protons de 30 Gev du Centre Européen de Recherches Nucléaires avec la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm du Commissariat à l'Energie Atomique (Saclay), dite "CBH 81".

Après un rappel bref des principales caractéristiques de cette chambre à bulles et de l'accélérateur, l'étude et la construction du faisceau de mésons K seront décrites en détail.

1-1 - L'accélérateur

Le synchrotron à protons du CERN (1) est le premier synchrotron à gradient alterné. Son rayon moyen est de 100 m; le rayon magnétique est de 70,079 m, correspondant à une énergie voisine de 30 Gev quand l'aimant est saturé. Les caractéristiques de cette machine qui sont les plus intéressantes ici sont :

1) la possibilité grâce à la focalisation forte d'utiliser avec une bonne efficacité des cibles internes extrêmement petites, de l'ordre de un ou deux millimètres de hauteur. En effet, en fin d'accélération le faisceau de protons a une section inférieure au cm^2. De plus on dispose de nombreuses sections droites permettant le tracé hors champ de fuite de nombreux faisceaux secondaires.

2) la souplesse des dispositifs de commande du faisceau autorisant un règlage précis de la consommation du faisceau par les cibles. Compte tenu des augmentations successives de l'intensité du faisceau accéléré depuis la première mise en marche, il a souvent

été possible d'effectuer simultanément plusieurs expériences en partageant le faisceau primaire.

3) le très haut rendement rendant possible l'achèvement rapide de grosses expériences (taux de répétition élevé puisque une partie de la présente expérience a été faite avec des protons de 15 Gev au taux de 0,8 impulsion par seconde; d'autre part absence presque complète de pannes). En particulier le cycle de la machine peut très facilement être changé, ce qui permet une optimisation de son utilisation.

1-2 - La chambre à bulles

Elle a été abondamment décrite (2). Rappelons seulement ici qu'elle mesure 81 x 30 x 30 cm^3 (fig.1) dans sa partie utile. Avec de bons règlages il a été possible de l'éclairer sur environ 70 cm de long. Le champ magnétique est voisin de 20 500 gauss. Il a été mesuré afin d'en établir la carte avec une sonde à effet Hall montée sur un support se déplaçant parallèlement à 3 axes orthogonaux; la mesure relative ainsi faite était rendue absolue par la mesure simultanée en un point fixe avec une autre sonde à résonance nucléaire (bien entendu le corps de chambre en acier inoxydable avait été enlevé de l'aimant pour ces mesures). Enfin il est important de noter les épaisseurs successives de matière que le faisceau doit traverser avant d'entrer dans l'hydrogène liquide.

- fenêtre de Mylar du tube à vide : 252 μ .
- air : 10 m.
- scintillateurs (4 cm).
- compteur Cerenkov (inox ~ 10 mm).
- fenêtres de la chambre à bulles (5 + 2 mm inox)

Ces épaisseurs successives devraient donner au faisceau s'il était initialement cylindrique une dispersion dont l'écart quadratique moyen au centre de la chambre à bulles serait de 6 milliradians en projection verticale et de 10 mrad en projection horizontale, compte tenu de l'effet des aimants et lentilles qui suivent

certains des diffuseurs. Cette dispersion sera combinée à celle dûe à l'ouverture initiale du faisceau (§ 1-6).

1-3 - Le projet de faisceau

Pendant la construction du synchrotron du CERN, la Division de l'Appareillage Nucléaire (NPA) avait entre autres pour mission de construire des aimants, des lentilles et des séparateurs pour faisceaux secondaires. Dans le cadre de ce travail un faisceau d'antiprotons dit m_1 fut conçu par Van der Meer (3). Dès la mise en route de l'accélérateur il apparut que contrairement aux prévisions du modèle statistique sur lequel faute de mieux Van der Meer avait fondé ses calculs, les particules produites dans les intéractions proton-nucléon à 30 Gev étaient très fortement collimées vers l'avant dans le système du centre de masse de l'interaction. Ceci avait amené à réduire l'angle de départ du faisceau m_1. Il avait été impossible de le réduire suffisamment pour que compte tenu de la longueur du faisceau (141 m.), imposée par l'emplacement de la chambre à bulles, il fut possible de l'utiliser pour la production de mésons K. Bien entendu il fut abondamment utilisé - avec beaucoup de fruit - pour des expériences de $\pi^{\pm}$, de protons et d'antiprotons de 2,5 à 4 Gev/c.

Ce faisceau était le premier à utiliser une très petite cible (2mm de haut). Grâce à lui il fut possible de montrer expérimentalement la possibilité de conserver sur une grande longueur de très petites images, ainsi que celle de séparer efficacement les particules passant par de telles images avec des collimateurs longs et étroits. Un exemple d'image obtenue avec le faisceau m_1 est produit dans la figure 2.

Il était dès lors possible d'étudier un faisceau dans le même esprit, mais orienté vers la production de mésons K (4), commençant à 1,5 Gev/c (énergie maximum du faisceau de K dit K_1 (5) qui fut construit en même temps que le m_1) et capable d'aller au moins jusqu'à 3 Gev/c.

Pour la construction de ce nouveau faisceau m_2, il fut décidé de n'utiliser que des éléments courants, ou, pour ceux qui n'existeraient pas de les concevoir en vue de leur réutilisation ultérieure. Ceci avait pour but de limiter délais et dépenses. Le matériel courant du CERN est décrit dans le Guide de l'Accélérateur (6), en particulier tout ce qui concerne les aimants déflecteurs et lentilles dont les caractéristiques essentielles font l'objet de la figure 3.

Avant la justification de la disposition des éléments du faisceau m_2, voici un rappel rapide des méthodes de calcul d'optique des faisceaux.

1-4 - Méthodes de calcul

Les éléments essentiels des faisceaux séparés sont :

1) Aimants déflecteurs

Leur champ est aussi uniforme que possible. Ils donnent au faisceau de quantité de mouvement p une déviation $\frac{0.3}{p}\int_0^L B(s)\,ds$ où p est en Gev/c, B en Wb/m², les longueurs en m et θ en milliradian. Ceci est valable quel que soit le champ $B(s)$ au point où passe la particule repérée par son abcisse curviligne s le long de sa trajectoire, étendue sur toute la partie où le champ de l'aimant n'est pas nul. En pratique dès que p atteint 3 Gev/c les ouvertures des faisceaux (limitées par la non-linéarité des lentilles) sont assez faibles pour qu'il soit justifié de remplacer $\int_0^L B(s)\,ds$ par une constante que l'on écrit sous la forme d'un produit $B \times L_{eff}$ où B est le champ mesuré au centre et L_{eff} une longueur efficace telle que $B L_{eff} = \int_0^L B(s)\,ds$. Par cette approximation on admet que l'intégrale ne change pas pour les différentes trajectoires voisines de l'axe du faisceau, c'est à dire que l'on néglige les variations de la longueur de champ magnétique traversée en fonction de l'angle d'incidence (figure 4). L'erreur introduite sur le tracé des trajectoires est inférieure à 1 % pour le faisceau m_2.

La figure 5 montre la structure du champ dans le plan qui contient l'axe du faisceau et la direction des pôles de l'aimant. A l'entrée et à la sortie il y a évidemment un gradient perpendiculaire à la figure. En conséquence plus une particule est éloignée de l'axe, plus elle rencontre un champ non perpendiculaire à sa trajectoire, donc plus elle est rabattue vers l'axe. Dans ce plan il y a donc une focalisation. On la mesure expérimentalement à l'aide d'un fil flottant tendu par un poids dont on mesure la position en différents points, le fil étant parcouru par un courant simulant la quantité de mouvement du faisceau. On trouve que l'effet est bien représenté en imaginant le remplacement de l'aimant par une lentille mince centrée au même endroit, et de convergence $C = \frac{\theta^2}{L_{eff}}$. On parvient au même résultat de manière théorique en recherchant une solution numérique du problème. [C.Germain (7)] . La figure 5 montre également qu'un effet du même genre se produit en projection horizontale ; c'est l'astigmatisme bien connu des aimants en H. Il n'est pas gênant aux grandes énergies parce que l'ouverture des faisceaux est faible et que la séparation de masse (qui demande des images très fines) se fait dans l'autre plan. Cet effet peut être corrigé par des shims quand il est trop gênant.

2) Lentilles

Pour les aimants quadrupolaires (fig.6, Réf.8) on définit de même une longueur efficace telle que la convergence $C = \frac{0,6}{p} \int_0^L G(s)\,ds$ où $G(s)$ est le gradient en Wb/m^3 et C est en dioptrie (m^{-1}) puisse s'écrire $C = \frac{0,6\, L_{eff}\, G}{p}$

Les effets gênants sont d'une part que les pôles ne sont pas des cylindres hyperboliques infinis (donc le gradient n'est pas absolument constant du centre aux pôles de la lentille) d'autre part que les calculs ne sont valables que si l'axe de la lentille est confondu avec celui du faisceau. Pour le premier effet l'étude expérimentale des lentilles (8) montre qu'on a une erreur de moins de 1 % en n'utilisant que 7 cm sur les 10 cm de rayon du cercle de gorge des quadrupôles normaux du CERN. Pour se préserver de l'autre effet il est absolument fondamental de calculer les trajectoires à travers des len-

tilles supposées mal placées ou mal orientées afin d'en optimiser la position en réduisant au maximum l'effet d'un mauvais alignement.

Avec ces réserves on admet au premier ordre qu'un quadrupôle est un lentille mince (convergente ou divergente selon le plan de symétrie envisagé) de distance focale $f = \frac{P}{0,6\, G\, l_{eff}}$. Au second ordre il est nécessaire de le considérer comme une lentille épaisse, les plans principaux étant définis par leur distance au centre (8) :

$$d = \pm\left(\frac{L}{2} - \frac{ch\, kL - 1}{k\, sh\, kL}\right) \quad \text{où} \quad k^2 = \frac{0,3\,G}{p}$$

La formule fondamentale avec laquelle on calcule effectivement au 1er ordre les trajectoires est :

$$\alpha' - \alpha = C\,\alpha$$

α étant la pente de la trajectoire avant la réfraction, α' sa valeur après (9). Elle équivaut dans l'approximation de Gauss aux formules de Descartes.

3) Séparateur électrostatique

Le principe de cet appareil est bien connu (10) : à quantité de mouvement définie, une séparation de vitesse équivaut à une séparation de masse. L'action d'un champ électrique E perpendiculaire à la trajectoire (soit Ox la trajectoire, Oy la direction du champ) s'écrit :

$$\frac{dp_y}{dt} = e\,E$$

où e est la charge de la particule.

Soit v la vitesse de la particule :

$$\frac{dp_y}{dx} = \frac{eE}{v}$$

Avec les champs que l'on sait atteindre, p_y est toujours extrêmement petit par rapport à p_x. On peut donc admettre que v ne change pas:

$$p_y = \int_0^L \frac{eE}{v}\, dx = \frac{eEL}{v}$$

La déviation est donc :

$$u_E \# \operatorname{tg} u_E = \frac{p_y}{p_x} \# \frac{eEL}{pv}$$

C. Germain a montré (10) qu'indépendamment des difficultés matérielles rendant presque impossible la construction de faisceaux à séparateur électrique pur, les aberrations chromatiques sont tellement énormes que l'utilisation en serait impossible. La séparation angulaire entre π et K est en effet :

$$\theta = u_K - u_\pi = \frac{eEL}{p}\left(\frac{1}{v_K} - \frac{1}{v_\pi}\right) \text{ à } p \text{ donné}$$

tandis que l'aberration chromatique pour un Δp donné vaut

$\Delta u \sim \frac{eEl}{v p^2} \Delta p$ pour des particules rapides (formule justifiée à la page suivante).

Il est indispensable pour l'analyse des évènements d'avoir une bonne précision sur la trace incidente, ce qui conduit à rechercher un $\frac{\Delta p}{p}$ de l'ordre de 1 %. On voit donc qu'il faut comparer $\frac{1}{v_K} - \frac{1}{v_\pi}$ à 10^{-2}. A 3 Gev/c, $\frac{1}{v_K} - \frac{1}{v_\pi} = 1{,}3 \times 10^{-2}$ Toute séparation serait donc impossible.

Il est possible de compenser la déviation électrique pour une vitesse donnée (à p donnée toujours) par une déviation magnétique superposée ou juxtaposée; ceci permet au faisceau de rester globalement horizontal et se trouve de plus annuler l'aberration chromatique du séparateur électrique.

En effet le champ magnétique $\mathcal{B}$ à adjoindre sur une longueur l est défini par $u_B = \frac{0{,}3\, \mathcal{B} l}{p}$

$$\text{et } u_E + u_l = 0$$

$$\text{soit } 0{,}3\,\mathcal{B} l + \frac{eEl}{v} = 0$$

équation définissant le champ $\mathcal{B}$ qui assure à la particule de vitesse v une trajectoire à la sortie du séparateur alignée avec la trajectoire à l'entrée.

La compensation des aberrations apparait en comparant :

$$\frac{du_e}{dp} = -\frac{eEL}{vp^2} - \frac{eEL}{pv^2} \times \frac{dv}{dp}$$

$$= -\frac{eEL}{vp^2} \times \frac{p^2 - m^2}{p^2}$$

à $\frac{du_B}{dp} = \frac{eEL}{vp^2}$ formule écrite compte tenu de la relation définissant $\mathcal{B}$.

On voit alors que $\frac{d(u_e + u_B)}{dp} = \frac{2eELm^2}{vp^4}$ est beaucoup plus petit que $\frac{du_e}{dp}$ pris seul dès que $p > m$ ce qui est le cas dans le faisceau étudié.

Il est bon ici de fixer les idées en examinant le cas des séparateurs du CERN (10 pour lesquels $E = 5$ MV/m, $L = 9$ m, avec $p \sim 3$ Gev/c par exemple et $m = 0{,}5$ Gev/c² (méson K), avec par exemple $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-2}$

$u_E = 15$ mrad

$\frac{du_e}{dp} = 5$ mrad

$(u_e)_K - (u_E)_\pi = 0{,}19$ mrad

$\frac{d(u_e + u_B)_K}{dp} \Delta p = 0{,}004$ mrad

$\frac{d(u_E + u_B)_\pi}{dp} \Delta p = 0{,}0003$ mrad

L'exemple de ces résultats montre que la séparation entre π et K à 3 Gev/c est beaucoup plus faible que la déviation électrostatique et que l'aberration sur cette déviation, mais qu'avec un champ magnétique compensateur l'aberration est très faible par rapport à cette séparation.

Une autre source de difficultés découle des instabilités

des générateurs de tension de ces séparateurs :

$$\frac{\Delta u_e}{u_e} = \frac{\Delta E}{E}$$

est à comparer à $\frac{(u_E)_1 - (u_E)_2}{(u_E)_1}$ qui définit la séparation relative des vitesses v_1 et v_2 en admettant que l'on s'intéresse à la particule 1. Pour des particules rapides (π, K, p à 3 Gev/c) il est possible d'écrire :

$$(u_E)_1 - (u_E)_2 = \frac{eEL}{p}\left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}\right)$$

$$= \frac{eEL}{2p^3}\left(m_2^2 - m_1^2\right)$$

A 3 Gev/c entre π et K

$$\frac{u_{E_1} - u_{E_2}}{u_{E_1}} = \frac{0,21}{15} = 1,5 \times 10^{-2}$$

Une instabilité de l'ordre de 1 % perturbe donc considérablement le faisceau transmis. C'est la raison pour laquelle furent d'abord construites au CERN par J.M.Perreau et J.Caillet puis par la Société SAMES des stabilisations pour générateurs 600 KV SAMES atteignant le millième (les machines SAMES elles-mêmes sont du type FELICI : machine électrostatique à rotor semi-conducteur tournant à grande vitesse dans l'hydrogène sous pression).

4) Estimation des intensités

Elle se fait en partant de données expérimentales sur le rayonnement issu de l'accélérateur, à différents angles, en fonction de l'énergie de la particule que l'on cherche à recueillir, pour différentes énergies du faisceau de protons et sur les différentes cibles auxquelles on peut penser. Le grand nombre des paramètres qui viennent d'être énoncés explique en partie l'insuffisance de ces données, surtout au moment où le faisceau m_2 fut projeté. Il paraitrait logique de commencer l'exploitation d'un accélérateur par l'acquisition systématique de ces renseignements .... s'il n'y avait toujours une fou-

le d'expériences plus passionnantes à faire, n'exigeant pas l'achèvement de ce travail, ou plutôt justifiant le risque de la mise en attente de ce travail.

Quoiqu'il en soit nos calculs furent fondés sur des mesures faites au CERN (référence 11) et au Laboratoire National de Brookhaven (référence 12), en interpolant et quelquefois en extrapolant ces mesures. Ces mesures ayant été faites avec des combinaisons de compteurs (scintillateurs et Cerenkov), en les appliquant à des projets pour chambre à bulles il faut appliquer une efficacité très approximative de 50 % dûe à la faible durée permise pour la consommation du faisceau (le temps de sensibilité de la chambre à bulles, soit 1 msec). Il est inutile d'insister sur les autres corrections banales (désintégrations, absorption par les parois, diffusion par les portions non sous-vide du faisceau, etc ...), mais peut-être pas sur le facteur 2 de sécurité qu'il est sage de prévoir !

5) Calculs globaux d'optique

On n'opère pas exactement de la même manière quand il s'agit de définir la structure optimum du faisceau ou d'étudier avec grande précision ce qu'on peut espérer de l'une de ces structures.

Pour la première phase, l'approximation des lentilles minces suffit (les formules sont rassemblées à l'annexe 1). Des contraintes matérielles jointes à celles que produisent les caractéristiques des séparateurs et les conditions de séparation envisagées imposent presque la position des images. On peut alors trouver sommairement la position des lentilles et aimants donnant les focalisations et grandissements corrects. Quelques itérations de ce genre suffisent à fixer les grandes lignes du faisceau.

Pendant la seconde phase on détermine les distances focales avec précision, et l'on étudie exactement les différentes trajectoires possibles, en utilisant les formules exactes qui ont été rappelées plus haut. Pour les faisceaux m_1 et m_2 furent utilisés les programmes de Van der Meer écrits à l'origine en langage Auto-

code pour la calculatrice Mercury du CERN, transposés plus tard en FORTRAN. Ils procèdent par itérations sur les convergences de quadrupôles de manière à contraindre un rayon partant de l'objet à passer par l'image. On procède ainsi plan de symétrie par plan de symétrie et image par image, en jouant quand on en a le choix sur la lentille la plus convergente (car c'est la plus sensible). Il est ensuite facile avec ces programmes d'étudier le cheminement de rayons non issus du pied de l'objet sur l'axe optique, ou bien encore dans le cas où une lentille est mal centrée ou mal alignée, ou enfin de rayons non monochromatiques.

On peut admettre - expérience à l'appui - que ces programmes donnent les convergences à environ 1 %. Comme on ne peut pas lire beaucoup mieux les résultats des mesures magnétiques sur les aimants, cela satisfait bien. Le reste de l'optimisation se fait expérimentalement.

L'ouverture au départ (ou acceptance) est alors définie par la limite de remplissage des éléments.

1-5 - Description du faisceau m_2

Le but visé était d'obtenir au moins 10 K^- par 2×10^{11} protons accélérés, avec un $\frac{\Delta p}{p}$ aussi petit que possible, (de l'ordre de $\pm$ 0.5 %), à au moins 3 Gev/c, et de pouvoir également continuer le travail entrepris dans le faisceau m_1 ($\pi^\pm$ et $p^\pm$ séparés jusqu'à 4 Gev/c, non séparés jusqu'à 6 Gev/c).

Les points essentiels du projet (4) sont les suivants :

1-5-1 - Choix de l'angle de production

L'intensité est fonction de l'angle de production (fonction expérimentale lue dans les références 11 et 12) et de la distance entre la cible et la première lentille. Compte tenu des contraintes interdisant d'appuyer cette lentille sur la poutre soutenant l'accélérateur d'une part et de l'impossibi-

lité de sortir à un angle très voisin de 0° sans traverser le champ de fuite de la machine qui alors déforme fortement la géométrie de la source (12 bis) le produit de ces fonctions a été calculé point par point par J.Buc (13). L'optimum se trouvait vers 7°, mais l'existence d'autres faisceaux a imposé le choix d'un angle d'émission de 8°30' par rapport au faisceau de protons. De plus, il aurait été impossible avec un aimant normal de 2 m. d'éviter le pilier soutenant le blindage autrement qu'en limitant à 4 Gev/c l'impulsion du faisceau. Le tableau ci-dessous indique les flux attendus par 10^{-4} steradian et avec un $\frac{\Delta p}{p}$ de ± 1 % pour cet angle de production en fonction des données publiées au CERN (11) et à Brookhaven (12) pour 10^{11} protons de 19 Gev et compte tenu des facteurs de réduction explicités plus haut :

p	1.5	2	2.5	3	3.5
η^-	62500	62000	57500	50000	40000
K^- cible	1250	1240	1150	1000	800
K^- chambre	3.3	19.5	53	95	127
$\frac{K^-}{\eta^-} \times 10^3$ chambre	0.14	0.65	1.7	3.0	4.9

La figure 2, représentant un profil d'image dans le faisceau m_1 montre clairement qu'il faut payer très cher un léger gain en purification dès que le rapport $\frac{\text{séparation}}{\text{image calculée}}$ est supérieur à 2,5. La réjection ne dépasse pas 1000 dans un tel faisceau. Comme il y a environ 0,02 K^- par η^- à la production (11, 12) on voit qu'avec un tel système (qu'on ne peut réduire à moins de 50 m de long) il y aura autant de η que de K au bout. Ceci conduit à envisager un faisceau à 2 étages (plan de la figure 7).

La seule autre solution aurait été de faire un faisceau à un étage de séparation précédé d'un étage de mise en forme de la source de manière à éliminer le halo créé autour de la cible et des collimateurs par les produits de désintégration de particules à vie courte " qui est en grande partie responsable des queues observées sur la figure 2. La disposition du Hall Sud ne s'y prêtait guère, la seule solution convenable laissant de toute manière la place d'introduire un séparateur. Avec deux étages il n'y avait aucun risque de ne pas atteindre une réjection totale de l'ordre de 10^4, donnant alors au plus 10 % de π au bout à condition de respecter pour chaque étage la condition rapport séparation/image ~ 2.

Le faisceau comporte donc deux images V_1 et V_2 dans le plan vertical, après chacune des séparations.

Dans le plan horizontal une première image H_1 permet d'effectuer une sélection sur la quantité de mouvement. L'image H_3 est nécessaire pour transmettre le faisceau vers la chambre à bulles avec une analyse en quantité de mouvement sommaire destinée à dévier les secondaires produits dans le métal des collimateurs ou les ayant traversés. L'image H_2 est indispensable si l'on veut corriger la dispersion c'est-à-dire recombiner en H_3 les différentes particules de quantité de mouvement non nominales mais accentuées en H_1 (ce point est abondamment discuté dans les références 3 et 4).

Choix des grandissements

Encore une fois la figure 2 montre qu'il est inutile de chercher à dépasser un rapport de séparation de l'ordre de 2,5 Avec une optique classique il est atteint pour une seule quantité de mouvement. Il est donc logique de chercher à bâtir un système à grandissement variable mais image fixe, ce qui est possible en utilisant trois lentilles au lieu des deux lentilles habituelles pour faire l'image d'un point dans les deux plans de symétrie (14). Bien entendu comme le produit des gran-

dissements linéaire et angulaire vaut 1 on perd en acceptance donc en intensité quand on gagne en résolution. On a gardé des grandissements de l'ordre de 1 car une réduction du grandissement dans l'un des plans de symétrie (le plan vertical pour faciliter la séparation de masse par exemple) entraine une augmentation dans l'autre plan (et l'analyse en impulsion devient mauvaise). Avec une cible de 1 mm de haut on arrive à des images géométriques de 1 mm grossies par une aberration chromatique qui atteint également 1 mm pour un $\frac{\Delta p}{p}$ de 0.5 %.

Ceci conduit à des distances de glissement pour les séparateurs de l'ordre de 20 m pour obtenir un rapport de séparation de l'ordre de 2 (la séparation angulaire entre K et η a été calculée plus haut et trouvée égale à 0,19 mrad) en tenant compte des aberrations chromatiques des lentilles qui sont de l'ordre de 1 mm à chaque image pour un $\frac{\Delta p}{p} = \pm$ 0.5 %. L'ensemble de ces contraintes ne permet pas de faire un faisceau de moins de 86 mètres de long.

La figure 8 représente la structure optique du faisceau telle qu'elle avait été calculée. Elle permet de comprendre l'effet de chacun des éléments de la figure 7.

Dans ces conditions on peut estimer l'acceptance du faisceau à 0.5 x 10^{-4} steradian. Avec un $\frac{\Delta p}{p}$ de $\pm$ 0.5 % on arrive alors aux prévisions d'intensité ci-dessous qui découlent du tableau du § 1-5-1 et du choix du réglage du triplet de sorte que le rapport de séparation au premier étage soit égal à 2; (bien entendu il y est tenu compte de la désintégration des K^- (et des η^-) au long des 86 m du faisceau) :

p	3 Gev/c
K^-	24
contamination prévue	4 %

toujours pour 10^{11} protons de 19 Gev.

1-6 - Règlage du faisceau

Les différents résultats obtenus dans ce travail ont fait l'objet d'une publication (15). Les réglages ont pris environ trois semaines pour obtenir une intensité de 8 K^- pour 10^{11} protons et une séparation satisfaisante des K^- à 3,5 Gev/c, moins de 20 % de contamination. Les mesures de flux décrites dans (15) ont eu lieu ensuite

Avec les courants théoriques on a obtenu des images correctes, permettant de voir les K^- à 3 Gev/c avec de l'ordre de 50 % de fond. La difficulté était de trouver les bons paramètres d'ajustement. En particulier aucune méthode simple n'a permis de vérifier que l'image H_1 était en place (une maximisation du flux n'entraînant pas que l'image soit en place puisque la quantité de mouvement n'est pas encore analysée). Pour les profils verticaux l'optimisation fut faite avec le second quadrupôle pour le premier séparateur et avec le sixième pour le second séparateur. On cherche l'image très visible des mésons π, par variation du champ magnétique compensateur du séparateur, on calcule le courant correspondant aux mésons K et on se place au milieu puis on optimise le courant du quadrupôle de manière à minimiser le comptage dans le creux (16).

La figure 9 montre les phases successives de ce règlage; la figure 10 montre les résultats obtenus

Les courants qui ont finalement été gardés sont les courants calculés sauf ceux des quadrupôles n° 2, 6 et 7. Ceux-ci ont été déterminés de manière à faire ressortir au mieux les K^-, en maximisant l'intensité. Ce n'est pas tout à fait la même chose que l'on avait demandé au programme d'optique : en effet ce n'est pas obligatoirement quand l'image est en son centre que la transmission par un collimateur long est la meilleure. Le courant de Q_2 s'éloigne de 2,5 % du courant calculé à l'avance; c'est le plus

gros écart observé. Le choix d'un courant un peu différent pour Q_6 fut justifié par la recherche d'une acceptance un peu meilleure du deuxième étage, dont la séparation malgré cette modification restait satisfaisante.

L'exactitude de la quantité de mouvement du faisceau a été vérifiée a posteriori (§ 2-4-1,) . La structure du faisceau due à l'optique et rapportée au centre de la chambre donnerait une dispersion d'écarts quadratiques moyens 6 mrad en projection horizontale et 10 mrad en projection verticale. La combinaison de ces dispersions avec celles dues à la diffusion multiple (§ 1-2) conduit à des écarts respectifs de 15 mrad en azimut et 9 mrad en profondeur, ce qui justifie la mesure du primaire pour les angles dès que celui-ci mesure plus de 10cm (réf. 18 pour l'estimation des erreurs de mesure). On devra en tenir compte dans le choix du volume fiduciaire.

Le résultat du m_1 a été de nouveau vérifié; si l'on définit l'image théorique comme somme linéaire de l'image géométrique et de l'aberration chromatique, l'image expérimentale a pour largeur à mi-hauteur l'image théorique et est assez bien représentée par une exponentielle jusqu'à $0{,}5 \times 10^{-2}$ fois la hauteur du pic.

1-7 - Résultats

Il est difficile d'évaluer la contamination sur des profils tels que ceux de la figure 10, d'autant plus que les détecteurs n'étaient pas à l'emplacement de la chambre à bulles. L'adjonction ultérieure d'un compteur de Cerenkov a montré qu' avec de bons séparateurs on a moins de 10 % de contamination à 3 Gev/c, π et μ réunis, le chiffre exact étant inconnu car le compteur de Cerenkov compte aussi les secondaires des désintégrations de K^- survenues entre la fente d'analyse de masse et le compteur, qui sont surtout des μ et qui ne vont pas la plupart du temps dans la chambre car leur impulsion diffère un

peu de 3 Gev/c. Aucune méthode ne permet de résoudre les mésons η des mésons μ avec un matériel électronique simple (il faudrait absorber le faisceau de mésons π ce qui demande un compteur d'angle solide 4 π). Par contre la contamination en η a été déterminée a posteriori par l'analyse de la réaction $\eta p \to \Lambda^0 K^0$ (§ 2-4-5)

Le travail de mise au point du faisceau occupe neuf "livres de bord" de 700 pages chacun environ. Il n'est donc pas question d'entrer davantage dans les détails ici, ni technologiques, ni techniques, ni semi-théoriques relativement à l'optique. On se bornera à résumer à l'annexe 2 le matériel utilisé.

La surveillance pendant les expositions successives était assurée par l'enregistrement des comptages obtenus pour le premier étage (devant la deuxième fente de masse) et pour le second (à l'entrée de la chambre à bulles), associés dès que ce fut possible à celui d'un compteur de Cerenkov (qui par intermittence permit aussi de marquer les photos contenant un η)

Voici une liste sommaire des expériences réalisées dans ce faisceau, indépendamment de son utilisation en version modifiée pour antiprotons de 2,5 Gev/c (expérience PAPEP , chambres à étincelles)

Date	Expérience	Chambre	Photos	Laboratoires
Nov 1963	K⁻ 3 5 Gev/c	CERN liquides lourds	350.000	CERN, EP, etc...
Déc 1963	π, μ, e	[illegible]	100 000	calib neutrino
Fév Juin 63	$K^+ K^-$, 3 et 3 5	[illegible]	1 000 000	EP, Saclay, CERN, GB
Mai 1963	η^+, η^-, d, 3 à 6	[illegible]	300.000	Cern, Saclay, Orsay.
Mai 1963	p 5 Gev/c	[illegible]	50 000	Berne, Rehovot
fin 1963	$\bar{p}$ 5,7 Gev/c	[illegible]	330.000	CERN, Saclay

En particulier en ce qui concerne l'expérience des K^- de 3 Gev/c, objet du présent travail, il fut obtenu :

120 000 photos en février 1963 (expérience n° 1)
50 000 Photos au début de novembre 1963 (exp. n° 2)
180 000 photos en décembre 1963 (exp. n° 3)

Pendant la première de ces expositions le comportement des séparateurs fut moins brillant que par la suite. Il n'y avait pas non plus de compteur de Cerenkov. La contamination est plus forte. Pour les deux autres expositions, la machine avait vu son intensité augmentée, le nombre de K^- par impulsion fut donc plus grand (on utilisa alors un aimant pulsé déclenché par un intégrateur, ce qui permet d'avoir un nombre plus stable de traces par photo, par exemple en règlant le faisceau à une intensité double de celle que l'on souhaite soit 25 particules par impulsion en moyenne. En règlant le seuil du déclenchement à 12 particules, on ne dépasse jamais ce nombre si le temps de montée du courant dans l'aimant est assez court, et on descend rarement en dessous de 10 particules: fluctuation à 3 écarts de 25, sauf évidemment quand l'accélérateur marche mal).

Du point de vue du faisceau, on peut donc résumer ainsi le déroulement de l'expérience :

Expérience	p	Δp (calculé)	$\langle N \rangle_{K^-}$ /photo	Contamination $\pi + \mu$
I	$p_0 = 3$ Gev/c ± 0.5 %	$\pm$ 0.5 %	7 ± 3	15 %
II	$p_0 \pm 0.3$ %	$\pm$ 0.5 %	12^{+0}_{-2}	8 %
III	$p_0 \pm 0.3$ %	$\pm$ 0.5 %	12^{+0}_{-2}	8 %

CHAPITRE II

DEPOUILLEMENT DE L'EXPERIENCE

Pratiquement toutes les réactions possibles dans cette expérience ont été étudiées. Toutes les topologies d'évènements ont été au moins partiellement mesurées.

L'analyse qui est présentée ici est relative aux lots d'évènements susceptibles de conduire à l'observation de la production de bosons bien connus en association avec un Λ^0. Cette recherche a été faite pour des bosons se désintégrant soit en modes neutres, soit en au moins deux particules chargées, soit en au moins quatre particules chargées, soit enfin en une paire $K\bar{K}$.

2-1 - Généralités

L'expérience a été dépouillée en collaboration entre le laboratoire de l'Ecole Polytechnique, le laboratoire de Physique Corpusculaire à haute énergie (CEN de Saclay) et le laboratoire Zeeman (Université d'Amsterdam). Les lots de films obtenus au cours des trois expositions décrites au chapitre précédent furent répartis entre les trois laboratoires, à raison de deux films à Saclay et deux films à l'Ecole Polytechnique pour un film à Amsterdam.

Le dépouillement , la mesure et l'analyse ont été menés autant que possible avec les mêmes critères, l'objectif étant de pouvoir mélanger sans difficulté les résultats des différents groupes. Cette cohérence a été vérifiée a posteriori, par la compatibilité des sections efficaces obtenues indépen-

damment dans chaque groupe. C'est la méthode du groupe de l'Ecole Polytechnique qui va être décrite.

2-2 - L'examen des photographies

Il a été effectué sur quatre tables à 3 projecteurs, avec examen des 3 vues que fournit la chambre à bulles sous le contrôle permanent de l'un des membres du groupe.

Cet examen des photographies visait à obtenir les signatures de particules étranges par leur désintégration (V^0, $V^\pm$); toutefois on ne s'intéresse pas à la signature par leur désintégration des nombreux K^- et rares K^+ produits dans cette expérience, cette signature étant fortement biaisée du fait de leur grande vie moyenne; le critère de coupure est défini un peu plus loin. Les évènements à un seul V sont abondants; on a donc intérêt pour éviter l'introduction de biais à ne retenir que les intéractions qui ont lieu dans un certain volume fiduciel, tel qu' il soit très rare (< 5 %) qu'une particule issue (directement ou non) de cette interaction ne soit pas visible sur au moins 10cm, limite pour une mesure significative. Au contraire il y a très peu d'évènements à plus d'un V , c'est pourquoi ils furent retenus quelle que fût la position de leur origine.

Pour les évènements abondants il fut exigé que la trace incidente traversât une "porte", ouverte à 10 cm du début de la zône visible et telle que 85 % des traces primaires la traversent. Le but visé ici était de mettre à la disposition des opératrices de dépouillement un moyen très simple de rejeter les K^- issus d'interactions dans la matière précédant l'hydrogène, et aussi peut-être de rejeter des interactions dues à des η^- qu'on attend plutôt hors du faisceau de K^-.

Deux critères supplémentaires furent établis, l'un pour rejeter la plus grande partie des matérialisations de γ sans pour autant risquer de perdre des V^0 (17), l'autre pour rejeter les nombreuses désintégrations de K^- secondaires (par exem-

ple après une diffusion élastique) sans pour autant risquer de perdre des hypérons, par une coupure sur la vie moyenne (ou rapport flèche à longueur parcourue qui est équivalent) (18).

Lors du premier dépouillement de l'expérience n° 1 (photos faites en février 1963) on nota toutes les désintégrations de particules du faisceau afin d'établir la normalisation nécessaire aux calculs de sections efficaces. Ce travail fut peu productif. En effet à 3 Gev/c l'angle moyen du secondaire n'est pas grand; l'angle à partir duquel la cassure n'est plus vue dépend fortement de l'opérateur ce qui entraina une grosse indétermination sur la correction pour l'angle de coupure dans le système du K^- (en effet une erreur de un degré dans l'angle de désintégration correspond à une erreur de 10 % sur le flux). Aussi cette méthode fut-elle abandonnée, ainsi que celle consistant à compter les traces incidentes toutes les 10 photos (erreurs systématiques importantes et difficilement chiffrables qu'on a tendance à oublier par rapport à l'erreur statistique ici très faible).

En conséquence la seule normalisation possible repose sur le comptage des désintégrations en 3 corps chargés (dites τ). Comme elles représentent environ 6 % de toutes les désintégrations on en trouve une dizaine par film (10 K^- par photo en moyenne). Il est donc impossible d'établir sérieusement une section efficace sur moins de 50 films.

Le dépouillement fut intégralement refait, afin de permettre une évaluation de son efficacité. Pour cela on suppose que les deux dépouillements sont indépendants, c'est-à-dire qu'il n'y a aucune raison particulière de perdre au deuxième dépouillement un évènement manqué au premier (ce qui est illusoire en principe mais finalement assez proche de la vérité quand on compare les deux dépouillements en ayant le film sous les yeux).

Les numéros des clichés contenant un évènement intéressant étaient directement preforés dans des cartes pour ordinateur, avec une indication sur le type d'évènement et sa position, et des

indications de service (date, opératrice, table, etc....).

2-3 - Mesures et calculs

Le laboratoire de l'Ecole Polytechnique a contribué pour 9000 évènements(dont 2000 mesurés sur les machines de Saclay) parmi les 25 000 qui furent mesurés. Ce nombre important explique qu'on ait vite abandonné la préparation d'une photocopie de chaque évènement munie de renseignements destinés à l'opérateur de mesure.

Les évènements furent tous mesurés sur des appareils conventionnels du type IEP, en pointant en moyenne 8 points par trace. Avant de traverser la chaîne classique de programmes de reconstruction géométrique, d'optimisation cinématique et de création de résumés du CERN [Thresh (19), Grind (20), Bake (21) Slice (22)], les mesures étaient vérifiées au jour le jour par un petit programme écrit pour IBM 1620 qui permettait de remesurer les évènements contenant les fautes les plus évidentes sans attendre le délai de passage sur très gros ordinateurs (IBM 7094). Par la suite le programme pour IBM 1620 fut raffiné (23) et, appliqué en particulier aux remesures de l'expérience 3, permit d'obtenir un taux de rejet par la chaîne ultérieure inférieure à 5 %. Auparavant il fallait entreprendre avec un grand retard des séries de remesures portant régulièrement sur 25 à 30 % de la série précédente, jusqu'à l'obtention d'un lot contenant moins de 5 % de rejets, dûs à la mesure, limite admise comme suffisante pour éviter l'introduction de biais importants. A ces rejets il convient d'ajouter une proportion voisine de 5 % également de rejets dûs à des erreurs d'interprétation au dépouillement et aux imperfections des programmes employés.

En fait l'écriture de ce programme de vérification représente un pas important vers le contrôle instantané des appareils de mesure par un ordinateur.

Au bout de cette chaîne de mesures et de calculs il y a une bande magnétique binaire (40 bandes en réalité) contenant les résultats des reconstructions géométriques, le quadrivecteur énergie-impulsion manquantes dans chacune des hypothèses essayées (avec leurs erreurs), et les résultats de l'optimisation quand elle a été possible accompagnés des valeurs de différentes quantités physiques jugées intéressantes à l'avance. L'essentiel de ces résultats est simultanément reproduit sur papier.

Le but de l'opération de sélection qui va maintenant être décrite est de choisir l'hypothèse la plus plausible. Ce choix se traduit par la confection d'une carte perforée servant de donnée au dernier programme de la chaîne (22) qui permet d'obtenir une bande magnétique résumée contenant ou permettant de retrouver toute l'information sur chaque évènement et qui sert d'outil pour l'analyse statistique des évènements.

2-4 - Identification

Le programme d'optimisation fournit un χ^2 pour chaque hypothèse [pour la discussion des erreurs se reporter à Badier (18)]. Nous n'avons pas essayé de créer des critères d'identification, fondés sur l'analyse du χ^2 parce que nous avons estimé que ceci n'était raisonnable que quand la probabilité correspondante peut être pondérée par la section efficace du processus étudié, dont la détermination est justement notre premier objectif.

L'identification demande la connaissance du primaire, dont la mesure en particulier pour la courbure est fréquemment mauvaise (faible longueur, confusions). Nous sommes partis, pour l'énergie, de la valeur fournie par la connaissance du faisceau (corrigée de la perte d'énergie dans l'air, les compteurs et les fenêtres d'entrée dans la chambre, soit 15

Mev). Cette valeur était en plein accord avec celle que l'on tira pour chaque expérience de la mesure de 100 traces incidentes ayant fourni une interaction de K^- signée dans le dernier quart de la chambre. La valeur trouvée ramenée au centre de la chambre est :

$$p = 2965 \pm 30 \text{ Mev/c}$$

Cette valeur brute doit être corrigée de 30 Mev/c à cause de la flèche parasite bien connue de la chambre à bulles de 81cm telle qu'une trace très énergique (minimisation de l'effet de diffusion multiple) photographiée sans champ magnétique parait avoir une quantité de mouvement de 300 Gev/c (24).

$$p_{\text{mesurée}} = 2995 \pm 30 \text{ Mev/c}$$

L'incertitude de 1 % vient essentiellement de l'erreur de pointé et de l'incertitude sur le champ magnétique dans la chambre à bulles (Il est donc exclu de mesurer un $\Delta p/p < 1$ %). Ceci est à comparer à ce qu'apprend le faisceau. Les courbes d'aimantation peuvent être lues à environ 1 %. L'alignement optique est très précis; le contrôle au fil flottant est à 3 ‰ sur un aimant, et les aimants sont identiques à mieux que 5 ‰ On estime alors que pour le faisceau

$$p_0 = 3000 \pm 15 \text{ Mev/c}$$

mais il faut corriger p_0 de la perte d'énergie entre le tube à vide et le centre de la chambre à bulles qui est de 15 Mev/c

$$p_{\text{faisceau}} = 2985 \pm 15 \text{ Mev/c}$$

Cet accord fut aussi vérifié au CERN (25) par l'optimisation des désintégrations τ , le primaire restant libre. La mesure des traces incidentes donne une distribution de la quantité de mouvement ayant pour largeur la résolution expérimentale. Il faudrait un $\Delta p/p$ supérieur à 1,5 % pour qu'il soit décelable.

Nous avons donc gardé la valeur de ± 0.5 % donnée par les calculs d'optique. Sauf quand ils étaient bien mesurables l'angle d'azimuth et l'angle de profondeur de la trace primaire étaient calculés par une fonction empirique des coordonnées de l'interaction (26); en effet l'ouverture initiale du faisceau et les différentes diffusions noient la structure que l'on pourrait attendre.

Les évènements utilisés dans l'analyse qui suit proviennent de l'étude des évènements abondants à 0.2 ou 4 branches et un V^0, et des évènements rares à 2 ou 3 V^0.

Nous avons toujours cherché à identifier les V^0 sans utiliser l'interaction primaire.

2-4-1 - Identification du V^0

Les trois hypothèses Λ^0, K^0 et γ étaient systématiquement essayées. Quand une seule optimisation réussissait avec une probabilité supérieure à 5 %, on admettait quel'hypothèse était juste, après avoir contrôlé (sur la moitié du film) l'accord avec l'ionisation. Il n'y a jamais eu d'évènement satisfaisant l'hypothèse γ et une autre (le succès de l'hypothèse γ est très rare même pour un vrai gamma, car on néglige le recul du proton ayant servi à la matérialisation; beaucoup d'évènements n'ont satisfait aucune des 3 hypothèses, mais la masse effective dans l'hypothèse γ était alors presque toujours remarquablement nulle et les masses dans les autres hypothèses invraisemblables) les évènements restants correspondent à la fraction de K_2^0 et de Λ^0 leptoniques.

Quand une optimisation correcte était obtenue dans les deux hypothèses Λ^0 et K^0, le secondaire positif du V^0 était classé dans l'une des catégories suivantes:

A) quantité de mouvement inférieure à 800 Mev/c
B) " " comprise entre 0,8 et 1,5 Gev/c
C) " " supérieure à 1,5 Gev/c.

Dans le cas A l'examen direct de la photographie permet de trancher entre π^+ et proton.

Dans le cas B il serait nécessaire de procéder à des comptages de bulles comparés entre le primaire et la trace ambigüe (environ 20 % des évènements).

Dans le cas C quand l'examen de l'interaction primaire ne suffisait pas pour lever l'ambigüité (moins de 10 % des évènements) on a arbitrairement choisi l'hypothèse donnant le meilleur χ^2, après avoir constaté que l'ensemble des évènements des types A, B et directement identifiés conduisait à des sections efficaces de production du Λ^0 et du K° comparables.

Certains V° ne pointaient pas sur l'origine. La distance du sommet de l'interaction primaire à la ligne de vol du V° définie comme somme des vecteurs quantités de mouvement des deux secondaires chargés du V° étant systématiquement calculée on remesurait, on recherchait une autre origine possible ou bien on rejetait le V comme fortuit (moins de 3 %).

2-4-2 - Identification des "0 branches V°"

Il fut essayé d'optimiser un π^0 manquant pour le Λ^0 et un neutron manquant pour les K°. Le calcul de masse manquante a très souvent permis d'éviter la mesure d'ionisation des évènements du type B, quand la masse manquante au K° était inférieure avec deux écarts à celle d'un nucléon ou quand celle qui manquait au Λ^0 était fortement négative (méthode également appliquée aux autres types d'évènements).

La figure 11 montre le spectre de masse manquante au Λ^0; les évènements ayant satisfait à l'essai d'optimisation d'un π^0 sont hachurés. La coupure est donc apparemment correcte et le fond estimé à 10 %, dû à la queue de la distribution de la masse effective $\pi^0\gamma$ des évènements $\Sigma^0\pi^0$.

La figure 12 montre le spectre de masse manquante au K°;

les évènements ayant satisfait à l'essai d'optimisation d'un neutron manquant sont hachurés. Il n'y a pas de fond.

En conclusion le lot de l'Ecole Polytechnique se résume ainsi : nombre d'évènements dépouillés : 642
nombre d'évènements mesurés : 582
nombre d'évènements $\Lambda^o \pi^o$: 33
nombre d'évènements Λ^o + neutres 235

2-4-3 - Identification des "2 branches V°" :

Nous glissons sur les K° après avoir rappelé que l'examen des masses manquantes évite fréquemment les mesures d'ionisation qui apparaissent nécessaires lors de l'examen du V°.

Dans un premier temps les évènements ont été séparés en quatre catégories :

$$\begin{cases} \Lambda^o \pi^+ \pi^- \\ \Sigma^o \pi^+ \pi^- \\ \Lambda^o \pi^+ \pi^- \pi \\ \Lambda^o \pi^+ \pi^- + \text{ neutres} \end{cases}$$

Le spectre du γ du Σ^o (fig. 14a) auquel on s'attend avec les limites cinématiques du Σ^o produit par des K^- de 3 Gev/c commence à 30 Mev/c. Bien entendu sa forme dépend du spectre du Σ^o, donc de son mécanisme de production. L'erreur moyenne sur les composantes du quadrivecteur énergie-impulsion manquant est de l'ordre de 20 Mev. On voit donc qu'il sera parfois très délicat de séparer $\Lambda^o \pi^+ \pi^-$ de $\Sigma^o \pi^+ \pi^-$.

Le même spectre du γ s'étend au-delà de 500 Mev/c, impulsion à laquelle il est bien délicat de distinguer π^o et γ manquants.

Par contre $\Lambda^o \pi^+ \pi^- \pi^o$ se sépare bien de $\Lambda^o \pi^+ \pi^-$, parce que la différence d'énergie serait encore de 135 Mev même si le π^o était au repos, ce qui simulerait la conservation

de la quantité de mouvement.

Cette classification fait automatiquement échapper en particulier les évènements $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \gamma$ où le γ n'est pas issu d'un Σ^0 ainsi que par exemple les très rares $\Lambda^0 K^+ K^-$.

L'hypothèse $\Sigma^0 \pi^+ \pi^-$ a d'abord été calculée en optimisant un γ manquant tel que la masse effective $\Lambda^0 \gamma$ soit contrainte à être celle du Σ^0. Sachant par une expérience à énergie voisine que les sections efficaces étaient comparables (27) il pourrait être tenté de définir une coupure en comparant les χ^2. Un test simple a révèlé la mauvaise qualité de ce critère : la distribution angulaire du γ dans le centre de masse du Σ^0 était bien plate sauf un fort pic vers l'arrière ce qui prouve qu'on gardait comme Σ^0 des Λ^0 où l'erreur était assez forte pour être compatible avec un γ très mou.

Le critère de la figure 13 a été défini de proche en proche, sur un lot restreint (de l'ordre du tiers de la statistique disponible après l'achèvement de l'expérience). Appliqué aux évènements satisfaisant l'hypothèse $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \gamma$ et au moins une autre hypothèse, ce critère est fondé sur l'examen de la masse effective $\Lambda^0 \gamma$ et de son erreur, il permet de choisir comme Λ^0 (ou Σ^0) un évènement pour lequel la masse effective $\Lambda^0 \gamma$ est inférieure (ou supérieure) à plus d'un écart à la masse

$$\frac{m_{\Lambda^0} + m_{\Sigma^0}}{2}$$

Dans la zone comprise entre 0 et 1 écart, le nombre d'hypothèse choisi est assorti d'un indice de doute (D) figurant sur la bande magnétique "résumé" et permettant de vérifier que ces évènements "douteux" ne biaisent pas les résultats. Ce critère fut défini sur le lot partiel de manière à diminuer au maximum le biais qui apparait dans la désintégration du Σ^0.

Ce critère fut ensuite appliqué brutalement à tous les évènements. La figure 14b montre qu'il reste encore un biais important. On admet que les évènements de la dernière bande sont ef-

fectivement des $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ que l'on reporte dans le lot de ces évènements (après vérification de la quantité de mouvement manquante).

La figure 15 permet de se faire une idée de la purification opérée, par l'examen de la masse manquante aux deux secondaires chargés de l'interaction.

Pour les evènements $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ la coupure vers les hautes masses manquantes a été établie à 0.1 $(Gev/c^2)^2$. L'étude de la symétrie du pic correspondant sur la figure 15 laisse penser qu'il y a de l'ordre de 10 % de $\Sigma^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ dans ces évènements.

Ce lot se compose ainsi pour l'Ecole Polytechnique :

4357 évènements scannés et mesurés
299 évènements rejetés (photons, fausses origines, K_2^0)
3152 évènements mesurés avec succès au 15-7-64, date du relevé ayant conduit à l'estimation des sections efficaces, dont 1783 à 1°.

se répartissant en

238 $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$
205 $\Sigma^0 \pi^- \pi^-$
665 $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$
675 $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ + neutres

Ce résultat ne contient pas les évènements retenus comme $\Lambda^0 K^+ K^-$ ni la répartition du lot de 906 remesures dont 710 ont été fructueuses (lot 3 uniquement) et qui ne biaisent pas la répartition.

Il reste à extraire les $\Lambda^0 \gamma \pi^+ \pi^-$ où le γ ne vient pas d'un Σ^0. Ceci a été décrit par ailleurs (28) et sera omis ici n'étant pas utilisé pour la suite.

Il reste enfin à extraire les $\Lambda^0 K^+ K^-$ dont on sait par les expériences à énergies voisines (27,29) que la section efficace est faible.

L'ensemble des bandes magnétiques a été relu avec un programme spécial qui a recopié les résultats de la géométrie pour les évènements ayant donné une optimisation satisfaisante dans l'hypothèse $\Lambda^0 K^+ K^-$ (le lot a été limité à 250 000 photos ici, les évènements provenant de 50 000 photos de Saclay ayant été calculées sans cette hypothèse et les évènements de 50 000 photos d'Amsterdam n'étant pas en état d'être traités par ce programme; l'opération a demandé plus de quatre heures d'IBM 7094 II !). En effet il parait logique de rechercher les vrais évènements parmi ceux qui ont produit une optimisation correcte. Ce lot doit être complet parce que nous n'avons retrouvé aucun évènement qui dans l'hypothèse $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ conserve la quantité de mouvement sans conserver l'énergie (à deux écarts au moins). Or nous allons expliquer plus bas qu'il est impossible de confondre $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ et $\Lambda^0 K^+ K^-$. Les enregistrements géométrie ont ensuite été traités par une version bien définie du programme cinématique (20) qui avait évolué au cours du temps, ceci afin d'éliminer toute erreur possible due aux programmes.

Après avoir vérifié que les V° sont bien des Λ^0 , travail évidemment fait lors de l'étude générale de cette topologie d'évènements, il reste un lot de base de 93 évènements qui se rangent dans au moins l'une des catégories suivantes :

1 - il y a seulement un bon accord cinématique pour $\Lambda^0 K^+ K^-$ (47 exemples)

2 - il y a aussi un bon accord cinématique pour $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ (36 exemples)

3 - il y a aussi un bon accord cinématique pour $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \gamma$ (26 exemples)

Il n'y a jamais de bon accord cinématique concurrent $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$. En effet à 2 Gev/c la différence d'énergie entre un K^- et un π^- est de l'ordre de 55 Mev, soit 110 Mev pour deux particules, ce qui étant donné l'erreur dans la chambre à bulles rend hautement improbable la présence d'un bon accord cinématique conservant bien la quantité de mouvements et si mal

l'énergie (au moins à 4 écarts si les secondaires avaient 2 Gev/c ce qui n'arrive jamais).

La figure 16 montre le spectre de la quantité de mouvement non optimisée du π^0 dans le lot de 1175 évènements dont on admet que ce sont des $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$, auquel on a ajouté le spectre de la quantité de mouvement du neutre manquant non optimisé dans l'hypothèse $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ pour les évènements optimisant $\Lambda^0 K^+ K^-$ et non inclus dans la première source. Une coupure à $p_{\pi^0 \text{(non opt.)}} \leqslant 30$ Mev/c paraît raisonnable et produit sans doute moins de 10 % de fond.

La figure 17 montre le spectre de l'énergie non optimisée du photon dans les évènements classés comme $\Lambda^0 \gamma \pi^+ \pi^-$, avec en plus celui de l'énergie manquante des candidats $\Lambda K^+ K^-$ dans l'hypothèse $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$.

Il est très improbable de se tromper en gardant comme $\Lambda K^+ K^-$ les évènements pour lesquels $E_{\gamma \text{ non opt.}} \geqslant 160$ Mev/c. Le calcul de différence d'énergie fait plus haut, montre que ceci ne peut introduire un biais que pour une somme des impulsions du K^+ et du K^- supérieure à 3 Gev/c, ce qui n'arrive pratiquement jamais dans les deux branches V°.

On peut donc admettre qu'on perd moins de 15 % des $\Lambda K^+ K^-$ et qu'on ajoute moins de 15 % de fond, en décidant de ne rejeter l'hypothèse $\Lambda^0 K^+ K^-$

Au profit de	Que si
$\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	$p_{\pi^0 \text{ non opt.}} > 30$ Mev/c
$\Lambda^0 \gamma \pi^+ \pi^-$	$E_{\gamma \text{ non opt.}} < 160$ Mev

En changeant ces coupures on diminue les pertes en augmentant le fond ou inversement

Il reste à séparer les $\Lambda^\circ K^+K^-$ des $\Sigma^\circ K^+ K^-$, problème analogue à celui des $\Lambda\ \pi^+\pi^-$ / $\Sigma\ \pi^+\pi^-$, qu'on ne peut penser régler de manière aussi élaborée vu la pauvreté de la statistique. On se contentera de l'histogramme de la figure 18 (masse carrée manquante à $K^+ K^-$) qui ne contient que les $\Sigma^\circ K^+ K^-$ simulant $\Lambda^\circ K^+K^-$ et non tous les évènements $\Sigma^\circ K^+ K^-$ pour voir qu'il est logique de garder l'hypothèse $\Lambda^\circ K^+ K^-$ pourvu que la masse carrée manquante à $K^+ K^-$ soit comprise entre 1 et 1,35.

Le problème des π incidents est résolu par l'ensemble de ces critères, et on a vérifié qu'il ne biaise pas en comparant l'expérience 1 aux expériences 2 et 3.

Il est naturel de songer à vérifier ces coupures par l'ionisation. En effet, jusqu'à 900 Mev/c, l'ionisation d'un K est supérieure à celle d'un π (1,3 pour un K, 1 pour un π à 900 Mev/c) Pour cela un lot témoin a été défini à l'Ecole Polytechnique, (expérience 1, 2 et partie de 3 déjà analysée en juillet 1964). Les évènements ont été classés en trois catégories :

A - il y a au moins un secondaire < 400 Mev/c

B - pas A mais au moins un secondaire < 900 Mev/c

C - ni A ni B

Sur les évènements A on a estimé à l'oeil la densité d'ionisation par rapport au primaire et on a toujours pu conclure. Sur les évènements B on a mesuré la densité de bulles au compteur de lacunes; on a pu conclure assez nettement sur le lot, toutes les traces des évènements choisis comme $\Lambda^\circ K^+K^-$ étant plus ionisantes mais de manière pas toujours absolument convaincante individuellement; sur les évènements C il n'y a évidemment rien à espérer, le lot témoin contenait environ 9 évènements de chaque classe.

Il en ressort que l'ionisation confirme l'étude cinématique, mais en s'arrêtant plus tôt dans le spectre des K sortants et avec moins de certitude que cette étude cinématique. Ceci n'a rien d'étonnant car on ne peut que difficilement estimer

une ionisation de 1,3 correspondant à un K de 900 Mev/c, alors que la différence d'énergie entre un K et un π est encore 5 fois l'erreur moyenne de mesure sur l'énergie, ce qui imposerait de tirer à 5 écarts au moins sur l'énergie pour optimiser la mauvaise hypothèse si la quantité de mouvement est conservée. Cette dernière réserve explique qu'il soit impossible d'extraire un lot correct de $\Sigma^\circ K^+ K^-$ car alors on n'a plus cette nullité de l'impulsion manquante.

On définit ainsi un lot de 70 évènements.

2-4-4 - Identification des "4 branches V°"

Elle fut menée en tous points comme celle des deux branches V°. Les hypothèses "rares" avec K^+ et K^- n'ont pas été étudiées vue la proximité du seuil.

Il fut ainsi trouvé à l'Ecole Polytechnique :

499 évènements scannés

378 évènements mesurés avec succes avant le 1-7-1964
(donc toujours sans remesure de l'expérience 3)

98 $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

96 $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^\circ$

53 $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ + neutres

24 $\Sigma^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

Les remesures de la troisième expérience, conduites avec succès dans 92 % des évènements environ n'ont pas modifié ces proportions.

2-4-5 - Identification des "0 branches 2 ou 3 V°"

Dans cette analyse ne figurent pas les évènements trouvés dans les 50 000 photos d'Amsterdam qu'il n'a pas été matériellement possible de faire passer par la même chaîne de calculs que les autres.

Après avoir rejeté les erreurs d'interprètation de scan-

ning, les photons, les évènements ayant une trace autre que le primaire plus courte que 5 cm, il reste un lot de 169 évènements dont les V° sont associables à une origine commune.

Chaque V° a été étudié séparément comme indiqué au § 2-4-1. Dans les cas ambigus le fait que l'un des V° soit un Λ° identifié a souvent permis d'identifier comme K° l'autre qui était ambigu; de même les masses manquantes du système des deux (ou des trois) V° ont souvent permis de lever l'ambiguité. Il est resté deux évènements pour lesquels il a fallu mesurer l'ionisation, et aucun pour lesquels cela même aurait été impossible.

On a donc abouti à des lots comprenant :

a) 14 évènements à $\Lambda^\circ K_1^\circ K_1^\circ$ - b) 11 évènements à $K_1 K_1$ -
c) 144 évènements à $\Lambda^\circ K_1$.

Vu la pauvreté de la statistique on a mélangé a) et b) pour établir les coupures, tant pour séparer Λ° de Σ° dans a) que Λ° de tout le reste (y compris hypothèse du η incident) dans b). A l'aide de la figure 19 on voit qu'il est facile de séparer les $\Lambda^\circ K_1^\circ K_1^\circ$ par une coupure sur la masse manquante aux deux K_1°. De même avec la figure 20 on voit que la masse manquante au Λ° et K_1° du lot c) permet d'extraire les évènements $\Lambda^\circ K_1^\circ (K^\circ)$. On remarquera que tout évènement donnant une masse inférieure à celle du Λ dans le premier cas et à celle du K dans le deuxième cas est obligatoirement dû à un π incident. La figure 21 reproduit exactement la figure 20 en séparant les films selon les périodes d'obtention. Il y est clair que les runs 2 et 3 sont très peu contaminés, et on a partout vérifié que la suppression du run 1 dans les histogrammes ne change rien aux conclusions, sinon en valeur statistique.

Sur la figure 21 il apparait 17 évènements pour l'expérience 1 et 3 évènements pour l'ensemble des expériences 2 et 3 qui sont dus aux réactions $\pi^- p \longrightarrow \Lambda^\circ K^\circ$ et $\Sigma^\circ K^\circ$. La section efficace pour ces deux réactions réunies ayant été trouvée égale à $117 \pm 20\ \mu b$ par ailleurs (référence 29bis), il apparait

que toutes corrections faites le faisceau contenait 55 000 et 40 000 η^- respectivement pour les expériences 1 et (2+3). Ce résultat, rapproché de celui du § 2-5-1 relatif au nombre de K^- incidents fournit la contamination du faisceau en η^-.

Run 1 8 % ± 3

Run (2+3) 2 % ± 2

On aboutit au total, outre les 24 η incidents, à 70 évènements compatibles avec $\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$, et 79 qu'on ne peut expliquer que par $\Sigma^\circ K^\circ \bar{K}$ et $\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ \pi^\circ$ ou plus de η° ; la prépondérance en statistique des runs 2 et 3 indique que la contamination en évènements dus à des η dans l'ensemble est inférieure à 5 %. Le pic du K° dans l'histogramme de la figure 21 est distordu par la masse effective $K^\circ\gamma$ venant des évènements $\Sigma^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$, ce pourquoi on a gardé la coupure 0.2 - 0.3 en masse carrée afin de limiter à au plus 5 % les $\Sigma^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$ inclus dans l'échantillon $\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$ (la figure 22 indique ce que doit être le spectre $K^\circ\gamma$).

L'échantillon de $\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$ se résume donc ainsi, compte tenu des pertes pour volume fini, des corrections d'efficacité de scanning et des 8 évènements non achevés (5 nécessitant plusieurs heures de 7094 pour être retrouvés et perdus par défaillance d'un programme ne portant que sur le n° de cliché, 3 donnant des difficultés de mesure dues probablement à des déformations du film et 2 nécessitant encore une remesure).

	Bruts	Pondérés	Corrigés des pertes au dépouillement et à la mesure
$\Lambda^\circ K^\circ_1$ (K°)	58	69,5	77
$\Lambda^\circ K^\circ_1 K^\circ_1$	8	10,4	11,4
$K^\circ_1 K^\circ_1$ (Λ°)	4	4,8	5,3

2-5 - Détermination des sections efficaces

2-5-1 - Nombre de K^- incidents

Il a été obtenu pour chaque expérience par le comptage des τ lors du dépouillement. La distribution des τ trouvés le long du faisceau nous a conduit à garder une zône de 40cm de long commençant à 10cm du début de la région visible afin de ne pas introduire de biais dû à la perte en bout de chambre des τ de petit angle (30).

Pour cette zône réduite la comparaison des deux dépouillements de l'expérience I donne une efficacité de 83 % pour chaque dépouillement, que l'on a appliqué a priori aux deux autres expériences. On obtient ainsi pour les films de l'Ecole Polytechnique :

Expérience	Nombre de dépouillements	τ scannés	τ corrigés pour 65cm	K^-
1	2	369 ± 15	618	313 000
2	1	137 ± 12	268	135 000
3	1	501 ± 23	981	495 000

Connaissant le poids spécifique de l'hydrogène (31) dans les conditions de fonctionnement de la chambre :

$$\rho = 0{,}0623 \text{ g/cm}^3$$

on en tire immédiatement la section efficace correspondant pour chaque expérience et dans le lot de l'Ecole Polytechnique à l'observation d'un évènement dans 65cm de chambre sans porte d'entrée.

$\sigma_1 = 1.19 \pm 0.13\ \mu b$

$\sigma_2 = 2.09 \pm 0.28\ \mu b$

$\sigma_3 = 0.77 \pm 0.08\ \mu b$

2-5-2 - Valeur des sections efficaces vraies

Pour les obtenir il reste à corriger les nombres d'évènements obtenus au § 2-4 pour les pertes au dépouillement et à la mesure, pour les modes de désintégration invisibles de V° ainsi que pour la perte due au volume fini de la chambre à bulles. Pour cette dernière correction une méthode globale a été choisie : on calcule un poids moyen pour les évènements contenus dans la zone fiducielle. Ce poids est très voisin de 1,1. On intègre d'abord sur le volume restant la probabilité de voir à un endroit donné du volume restant se désintègrer un V° produit à une énergie et à un endroit bien défini, puis on intègre une nouvelle fois en faisant varier le point de production dans le volume fiduciel; les pertes haut-bas et gauche-droite sont négligeables, enfin on moyenne sur le spectre d'énergie observé, au lieu de le faire sur le spectre qui, compte tenu du poids redonnerait le spectre observé; cette approximation introduit une erreur du second ordre, inférieure aux autres erreurs systématiques; la correction pour les modes non observables est plus difficile pour le $\Lambda^\circ K^\circ \overline{K^\circ}$ parce que la répartition en K_1 et K_2 dépend des nombres quantiques du système $K\overline{K}$ produit avec le Λ°.

La distribution des masses étudiées plus loin montre qu'il y a une proportion notable de $K\overline{K}$ lié de 1010 à 1030 extrêmement riche en K_1° (K°). L'assimilant au φ dont on sait que $C = -1$, et admettant qu'il n'y a aucune autre structure en $K^\circ \overline{K^\circ}$, on peut décomposer la section efficace totale σ en:

$K^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0_1 K^0_2$ avec σ_A

$K^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0 \bar{K}^0 = \Lambda^0 K^0_1 K^0_1 + 2\, \Lambda^0 K_1 K_2 + \Lambda^0 K_2 K_2$

avec σ_B

Les tableaux A1 et A2 (annexe 3) donnent les rapports relatifs d'observation en modes neutres dans un volume infini de ces états.

Nous voyons d'abord que le rapport $\frac{K_1 K_1 \Lambda^0}{K_1 K_1 \Lambda^0 + K_1 K_1 (\Lambda^0)}$

expérimental est de 0,68 ± 0,19

(erreur calculée à partir des nombres observés et non pondérés) alors que la valeur que l'on attend quel que soit le mode de production de $(K \bar{K})$ est 2/3.

Reprenant alors le tableau A1 on peut reconstruire le tableau suivant :

mode	composition	nombre
$\Lambda^0 K^0_1 (K^0)$	$\frac{4}{9}\sigma_A + \frac{8}{27}\sigma_B$	77
$\Lambda^0 K^0_1 K^0_1$	$\frac{2}{27}\sigma_B$	11,4
$(\Lambda^0) K^0_1 K^0_1$	$\frac{1}{27}\sigma_B$	5,3

Il en vient : $\sigma_B \longrightarrow$ 73,1 évènements

et : $\sigma_A \longrightarrow$ 150,3 évènements

On en déduit presque immédiatement les sections efficaces par comparaison au nombre de désintégrations du K^- en

trois particules chargées dans le même volume.

Les efficacités de scanning et le taux de pertes étant différents entre les deux laboratoires, on fait le calcul de deux manières :

Normalisation EP.

Sur le lot

Expérience	σ/évt pour 65 cm	# Evènement
1	1,19	7
2	2,09	10
3	0,77	12

D'où en faisant la moyenne et corrigeant pour la longueur

$$\sigma \Lambda^\circ K^\circ_1 (K^\circ) = 21,9 \pm 6\ \mu b$$

Normalisation Saclay

Vu la statistique dans l'expérience 2 et les difficultés de normalisation dans l'expérience 1 on se limite à l'expérience 3, pour laquelle $\sigma = \frac{1}{1,56}$ par évènement/τ dans 45 cm.

$$\sigma \Lambda^\circ K_1 (K^\circ) = 16,4 \pm 5\ \mu b$$

En conclusion, on prendra la moyenne :

$$\sigma \Lambda^\circ K^\circ_1 (K^\circ) = 19,2 \pm 4\ \mu b$$

Se rappelant que ceci représente $\frac{4}{9}\sigma_A + \frac{8}{17}\sigma_B$ soit 77 évènements produits, on en conclut immédiatement :

$$\sigma_B = 19,2 \times \frac{150,3}{77} = 37,5\ \mu b$$

$$\sigma_A = 19,2 \times \frac{73,1}{77} = 18,2\ \mu b$$

Finalement :

$K^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0_1$ [illegible] $= 18,2 \pm 4\ \mu b$

$K^- p \longrightarrow \Lambda^0 (K^0 *$ [illegible] $= 37,5 \pm 8\ \mu b$

$K^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0 \bar{K}$ [illegible] $= 55,7 \pm 9\ \mu b$

Notons que $K^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0_1 K^0_2$ équivaut à $\Lambda^0 \varphi$ dont on a par conséquent mesuré la section efficace

$$\Lambda^0 \varphi \text{ [illegible] } = 18,2 \pm 4\ \mu b$$

2-6 - CONCLUSION

Les résultats qui importent pour la suite sont rassemblés dans la table ci-dessous :

Réaction	Nombre pour la collaboration	Section efficace
$\Lambda^0\ \eta^0$	167	138 ± 15
$(\Lambda^0 + \Sigma^0)$ + neutres	722	820 ± 40
$\Lambda^0\ \pi^+\ \pi^-$	675 + 116*	505 ± 40
$\Lambda^0\ \eta^+\ \eta^-\ \pi^0$	1875	1050 ± 100
$(\Sigma^0+\Lambda^0)\ \pi^+\pi^-$ + neutres	2408	1550 ± 160
$\Lambda^0\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^-$	305	157 ± 12
$\Lambda^0\ \pi^+\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^-\ \pi^0$	210	120 ± 11
$\Lambda^0\ K^0\ \bar{K}^0$	70	37,5 ± 8
$\Lambda^0\ K^0_1\ K^0_2$ $(\Lambda^0 \varphi)$		18,2 ± 4
$\Lambda^0\ K^+\ K^-$	70	51,5 ± 6

* Pic des γ mous dans la désintégration des $\Sigma^0\ \pi^+\ \pi^-$.

Cette table est extraite de la table générale des sections efficaces $K^- p$ à 3 Gev/c (32)

CHAPITRE III

METHODES D'ETUDE DES MECANISMES DE PRODUCTION DES BOSONS

Avant de présenter au chapitre suivant les principales propriétés de la production des bosons observés dans cette expérience (η^o, η^o, χ^o, ρ^o, ω^o, φ^o, f^o) il y a lieu de regrouper les techniques de mise en évidence de ces propriétés. De la sorte la comparaison sera plus facile.

Il est inutile d'insister sur les méthodes bien connues pour mettre en évidence le boson étudié, le η^o se voit bien dans le spectre de la masse carrée manquante au Λ^o (figure 11) ainsi que le η^o . Le ρ^o et le f^o apparaissent sur le diagramme de Dalitz de l'état final $\Lambda^o \eta^+ \eta^-$, le φ^o sur le diagramme de Dalitz pour l'état final $\Lambda^o K \bar{K}$, le ω^o et le φ^o dans le spectre de masse effective des 3 mésons η dans $\Lambda^o \eta^+ \eta^- \pi^o$.

3-1 - Evaluation de la contribution de chaque boson

En première approximation, à la vue d'un pic, on prend à gauche et à droite du pic deux intervalles de la largeur du pic, dont on fait la moyenne ce qui permet d'estimer le fond. Bien entendu cette méthode est sommaire. Elle suffit pour un pic étroit et abondant peu accompagné de fond et n'interférant apparemment pas avec une autre résonance. Elle est tout à fait barbare dans le cas du système $\Lambda^o \eta^+ \eta^-$ où outre le ρ^o et le f^o il y a une abondante production de $Y^{*+}(1385)$ et un peu de $Y^{*-}(1385)$.

Il est alors nécessaire d'optimiser des paramètres par la méthode du maximum de vraisemblance de manière à ajuster au mieux

une loi de probabilité à l'ensemble d'évènements disponibles. Cette méthode est facile à employer dans les réactions à 3 corps(33) la fonction de probabilité étant définie comme somme d'une population uniforme d'un diagramme de Dalitz et de fonctions représentant les résonances observées (Breit-Wigner si larges, due aux erreurs de mesure gaussienne si très étroites, produit des deux au besoin), chacune de ces composantes étant pondérée d'un facteur que l'on ajuste par itérations. On peut aussi laisser libres tout ou partie des caractéristiques des résonances (masse et largeur).

3-2 - Distribution angulaire de production

L'analyse de cette distribution apporte des renseignements sur les moments angulaires relatifs intervenant dans l'interaction (ondes partielles). Il est avantageux de décomposer la distribution en somme de polynômes de Legendre; en effet ceux-ci sont directement reliés aux fonctions harmoniques sphériques $Y_\ell^0(\theta)$ qui interviennent dans les calculs théoriques quand on a intégré les sections efficaces différentielles par rapport à l'azimuth, ce qui est naturel tant que ni la cible ni le faisceau ne sont polarisés (décomposition classique en ondes partielles).

Expérimentalement l'avantage essentiel du développement en somme de polynômes de Legendre par rapport à un développement en somme de puissances de cos θ est que les polynômes de Legendre sont orthogonaux entre eux. La valeur d'un coefficient donné ne doit donc pas dépendre de l'ordre du développement.

Il en est bien ainsi quand on prend pour valeur d'un coefficient donné la moyenne pour l'ensemble des évènements des valeurs prises par le polynôme de même ordre. Cette méthode peut être justifiée ainsi (34) : Soit $f(x)$ la loi à laquelle obéissent les N évènements pour lesquels le cosinus de l'angle de production est x_i. On cherche à calculer les coefficients a_ℓ

du développement

$$f(x) = \sum_{\ell=0}^{L} a_\ell P_\ell(x)$$

La fonction de vraisemblance (35) qui exprime la probabilité d'observer les x_i s'écrit :

$$\mathcal{L} = \prod_{1}^{N} \left(\sum_{0}^{L} a_\ell P_\ell(x_i) \right)$$

ou encore

$$w = \mathrm{Log}\, \mathcal{L} = \sum_{1}^{N} \mathrm{Log} \left(\sum_{0}^{L} a_\ell P_\ell(x_i) \right)$$

a_0 est immédiatement déterminé par la normalisation ($a_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}$)
La solution donnant à $\mathcal{L}$ sa valeur maximum est donnée par $\frac{\partial w}{\partial a_\ell} = 0$ (L équations).
Soit explicitement :

$$R_\ell = \frac{\partial w}{\partial a_\ell} = \sum_{1}^{N} \frac{P_\ell(x_i)}{\sum_{0}^{L} a_i P_\ell(x_i)} = \sum_{1}^{N} S_\ell(x_i) \quad \text{où} \quad S_\ell = \frac{P_\ell(x)}{\sum_{0}^{L} a_i P_\ell(x)}$$

La distribution de probabilité étant $f(x)\,dx = \sum_{0}^{L} a_\ell P_\ell(x)$ la moyenne du polynôme d'ordre ℓ est pour un nombre infini de mesures :

$$\langle P_\ell(x) \rangle = \int_{-1}^{+1} P_\ell(x) \left(\sum a_\ell P_\ell(x) \right) dx = a_\ell$$

Et à la normalisation près la moyenne de S_ℓ est :

$$\langle S_\ell \rangle = \int_{-1}^{+1} \frac{P_\ell(x)}{\sum_{0}^{L} a_i P_\ell(x)} \sum_{0}^{L} a_\ell P_\ell(x)\, dx = \int_{-1}^{+1} P_\ell(x)\, dx$$

Ceci est nul pour tout $\ell \neq 0$.

Donc <u>en moyenne</u> la solution $a_\ell = \langle P_\ell(x) \rangle$ satisfait les équations du maximum de vraisemblance. Ceci n'est valable que s'il n'y a pas de point d'accumulation dans la distribution des x_j, ce qu'on peut exclure comme physiquement dénué de sens. Il n'est pas possible de justifier davantage cette décomposition par les moments. Le coefficient a_0 s'obtient immédiatement par la normalisation $\int_{-1}^{+1} a_\ell P_\ell(x)\, dx = 1$, on trouve donc :

$$a_0 = \frac{1}{\sqrt{\quad}}$$

$$a_\ell = \frac{1}{N}\sqrt{\quad} \sum_{1}^{N} P_\ell\,(x_i)$$

en utilisant les polynômes normalisés

La programmation sur ordinateur est très simple grâce à la relation de récurrence :

$$Q_{\ell+1} = \frac{2\ell-1}{\ell}\, x\, Q_\ell - \frac{\ell-1}{\ell}\, Q_{\ell-1}$$

jointe à la relation de normalisation

$$P_\ell = \sqrt{\frac{2\ell+1}{2}}\; Q_\ell$$

L'estimation des erreurs est immédiate. La matrice de covariance s'écrit en effet :

$$H_{ij} = -\frac{\partial^2 W}{\partial a_i\, \partial a_j} = \sum_{K=1}^{N} \frac{P_j(x_K)\, P_i(x_K)}{\sum_{m=0}^{L} a_m\, P_m(x_K)^2}$$

A la limite de N infiniment grand , les termes de corrélation disparaitraient.

La matrice d'erreur est simplement la matrice inverse de H_{ij}. Ici encore la programmation est très simple. Mais il est bien évident que l'erreur sur le coefficient ℓ dépend de l'ordre L du développement. On choisit L de telle sorte que tous les coefficients suivants soient nuls. Une représentation commode est celle de la figure 23. Ceci suppose que la série est limitée. En fait il n'est même pas possible de démontrer statistiquement qu'elle converge, mais cela n'a pas d'importance puisqu'on admet physiquement qu'elle est limitée. Il ne s'agit

pas de prouver qu'il y a une limite mais de l'estimer.

3-3 - Désintégration du boson-matrice densité.

Quand un boson de spin J se désintègre en deux corps, on peut facilement exprimer la probabilité $W(\cos\theta, \varphi)$ de trouver l'un des secondaires dans un élément d'angle solide défini par deux angles, à énergie initiale et transfert de quantité de mouvement donnés. Un formalisme commode est celui de la matrice densité. Quand le boson se décompose en trois corps le problème est moins simple. Dans le cas important où il s'agit d'un méson de spin 1 et de parité -1 on peut montrer que les formules sont les mêmes que dans la désintégration en 2 corps si l'on prend pour vecteur caractéristique la normale aux trois corps (scalaires par hypothèse). L'étude générale de la distribution de la normale au plan de désintégration a été faite récemment (35bis) par Berman et Jacob, en étendant à ces désintégrations le formalisme de l'hélicité.

Au chapitre suivant il apparaîtra que les réactions périphériques jouent un rôle important dans les états étudiés. C'est pourquoi les axes ont été choisis comme indiqué par Jackson (36), c'est-à-dire en prenant comme axe de quantification (Oz) la direction de la particule incidente; l'angle polaire θ est l'angle du secondaire avec Oz ; l'angle azimuthal φ est alors défini en appelant Oy la normale au plan de production (fig. 24). Bien entendu les calculs sont effectués dans le système du centre de masse de la résonance. La raison de ce choix d'axes est évidente : dans le système du centre de masse de la résonance la particule incidente et la particule échangée sont alignées; la quantification est faite le long de la quantité de mouvement de la particule. On atteint donc directement l'hélicité, ce qui simplifie au maximum les calculs théoriques. Il faut toutefois prêter

grande attention au choix de la particule incidente : dans l'étude des bosons il faut en général prendre le boson incident si la distribution angulaire de production suggère une réaction périphérique, mais il ne faut pas négliger de remplacer le boson incident par le proton cible si le piquage est tel qu'il suggère que la résonance baryonique est produite à un vertex baryon-baryon-méson.

Dans ce formalisme les probabilités de désintégration à énergie et angle de production fixés s'écrivent en introduisant la matrice densité (voir par exemple référence 36 bis)

Spin Parité 0^- $\quad W_0(\cos\theta,\varphi) = \frac{1}{4\pi}$

Spin Parité 1^- $\quad W_1(\cos\theta,\varphi) = \frac{3}{4\pi}\left(\rho_{00}\cos^2\theta + \rho_{11}\sin^2\theta - \rho_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\varphi - \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\sin 2\theta\cos\varphi\right)$

Spin Parité 2^+ $\quad W_2(\cos\theta,\varphi) = \frac{15}{16\pi}\Big[\rho_{00}\left(\cos^2\theta-\frac{1}{3}\right)^2 + 4\rho_{11}\sin^2\theta\cos^2\theta + \rho_{22}\sin^4\theta - 2\cos\varphi\sin 2\theta\left[\mathrm{Re}\,\rho_{21}\sin^2\theta + \sqrt{6}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\left(\cos^2\theta-\frac{1}{3}\right)\right] - 2\cos\varphi\sin^2\theta\left[2\rho_{1-1}\cos^2\theta\sqrt{6}\,\mathrm{Re}\,\rho_{20}\left(\cos^2\theta-\frac{1}{3}\right)\right] + 2\,\mathrm{Re}\,\rho_{2-1}\cos 3\varphi\sin^2\theta\sin 2\theta + \rho_{2-2}\cos 4\varphi\sin^4\theta\Big]$

Dans ces formules il est tenu compte de la conservation de la parité dans les processus de formation et de désintégration de la résonance.

Les coefficients ρ_{ij} dépendent de l'énergie et de l'angle de production ; ils contiennent donc de l'information sur le mécanisme de production.

Nous avons déterminé ces coefficients par la méthode du maximum de vraisemblance avec les densités de probabilité

écrites plus haut, en tenant compte de la relation de normalisation de la matrice densité :

$$Tr \|\rho\| = 1$$

Une telle détermination ne permet de vérifier ni l'absence de fond, ni la conservation de la parité. Il est en effet impossible de composer ces probabilités, même en supposant qu'il n'y a pas d'interférence, parce que par exemple dans le cas du spin 1 il se peut très bien a priori que l'on ait $\rho_{00} = 1/3$, $\rho_{11} = 1/3$, $\rho_{1-1} = \rho_{10} = 0$ ce qui simule complètement un spin 0. Une autre approche peut être faite en estimant les moments des différentes harmoniques sphériques possibles (37,26). Elle n'est pas utilisée ici d'une part parce que les nombres quantiques des résonances étudiées sont connus, d'autre part parce que la présence du Λ^0 apporte plus d'information mais nécessite un autre formalisme Après avoir vérifié que le fond ne gêne pas et que la parité est bien conservée dans la production et la désintégration de la résonance, il est tout à fait justifié d'utiliser le formalisme de ce paragraphe.

Le travail matériel a été effectué à l'aide du programme MALIK (38) associé aux lois de probabilité explicitées plus haut, en laissant libres les ρ_{ij} . Le programme conduit les itérations, et donne la largeur de la fonction de vraisemblance à une hauteur correspondant à un écart si cette fonction était une gaussienne, ce qui est vrai à la limite des grands nombres d'évènements. La matrice des dérivées secondes à ce niveau est calculée et inversée; c'est la matrice d'erreur (35). Il est indispensable de vérifier que le résultat ne dépend pas des valeurs initiales (la fonction de vraisemblance pourrait avoir plusieurs maxima).

3-4 - Utilisation du Λ° - corrélations

Bien que le Λ° ait spin 1/2 sa désintégration n'est pas isotrope car elle ne conserve pas la parité. L'étude de cette désintégration et surtout la corrélation avec celle du boson vont permettre de tester plus sèvèrement d'abord l'absence de biais apparaissant comme une non conservation de la parité à la production et à la désintégration du boson, puis certaines conséquences du modèle périphérique.

3-4-1 - Formalisme pour les mésons vectoriels

Pour les mésons vectoriels l'étude des corrélations est très simple dans le formalisme de Byers et Yang (39). Il utilise deux systèmes d'axes, respectivement dans le système du Λ° et dans celui du boson. Dans chacun Ox est la direction du K^- incident et Oy la normale au plan de production (Oy est donc commun aux deux systèmes). Soient respectivement $\vec{\eta}$ et $\vec{\beta}$ les vecteurs unitaires caractéristiques des désintégrations ($\vec{\eta}$ porté par le proton du Λ° , $\vec{\beta}$ défini comme au § 3-3 pour le boson). La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, d\Omega_{\vec{\beta}}\, d\Omega_{\vec{\eta}}} = K \sum_{i=0}^{3} \sum_{j=1}^{6} F_{ij}\, \eta_i\, \beta_k\, \beta_l$$

où les indices j k et l sont reliés de la manière suivante

j	1	2	3	4	5	6
k	1	2	3	1	1	2
l	1	2	3	2	3	3

Dans cette formule :

a) K est une constante de normalisation tenant compte de l'espace des phases et des rapports de branchement pour les désintégrations étudiées.

b) $\eta_0 = 1/\alpha_\Lambda$ (paramètre d'asymétrie du Λ^0)

c) η_1 η_2 η_3 et β_1 β_2 β_3 sont les composantes de $\vec{\eta}$ et $\vec{\beta}$.

La justification de cette formule est simple : elle exprime que le Λ^0 a spin 1/2 et une désintégration ne conservant pas la parité d'où la linéarité en $\vec{\eta}$ et que le boson a spin 1 et une désintégration conservant la parité d'où la bilinéarité en $\vec{\beta}$. Le reste est trivial.

A énergie et angle de production fixé les 24 éléments de matrice F_{ik} décrivent complètement la dynamique de l'interaction. Ces éléments de matrice peuvent être calculés à partir des données expérimentales en adaptant leur valeur aux données par la méthode du maximum de vraisemblance. Avec les statistiques disponibles il est difficile d'optimiser 24 paramètres simultanément par cette méthode.

L'évaluation de ces 24 paramètres par un calcul de moyenne, également suggéré par Byers et Yang, est plus sûre. Avant de discuter cette affirmation il est utile de voir comment s'effectue ce calcul.

Par convention la constante K est telle que :

$$\iint \left(\sum F_{ik}\, \eta_i\, \beta_i\, \beta_j \right) \frac{d\Omega_\eta}{4\pi} \frac{d\Omega_\beta}{4\pi}$$

En fonction des angles $\theta_\beta, \varphi_\beta$ et $\theta_\eta, \varphi_\eta$ définis comme au paragraphe 3-4, les α et β s'écrivent:

Ceci permet de calculer des quantités telles que :

$$\langle \beta_i \beta_j \rangle = \iint \beta_i \beta_j \; F_{ik} \; \eta_l \; \beta_i \beta_{j'} \frac{d\Omega_\eta}{4\pi} \; \frac{d\Omega_\beta}{4\pi}$$

Les calculs sont faits explicitement dans l'annexe IV. Les résultats sont :

Pour $i \neq j$ $\quad \langle \beta_i \beta_j \rangle = \frac{1}{15} F_{0k}$

$$\langle \quad \rangle = \frac{1}{5} F_{l_1} + \frac{1}{15}(F_{02} + F_{03}) \text{ etc..}$$

Pour $i \neq j$ $\quad \langle \eta_2 \beta_i \beta_j \rangle = \frac{\alpha_1}{45} F_{2k}$

$$\langle \eta_2 \beta_1^2 \rangle = \frac{2\alpha_1}{9}\left[\frac{1}{5} F_{21} + \frac{1}{15}(F_{22} + F_{23})\right] \text{ etc..}$$

On en extrait facilement les valeurs des éléments de la matrice F_{ik} :

$$F_{01} = \frac{3}{2}\left(4\langle \beta_1 \rangle^2 - \langle \beta_2^2 \rangle - \langle \beta_3 \rangle^2\right), \; F_{02} = \ldots ; \; F_{03} = \ldots$$

$$F_{04} = 15 \langle \beta_1 \beta_2 \rangle \; ; \; F_{05} = 15 \langle \beta_1 \beta_3 \rangle ; \; F_{06} = 15 \langle \beta_2 \beta_3 \rangle$$

$$F_{11} = \frac{9}{2\alpha_1}\left[4\langle \beta_1^2 \eta_1 \rangle - \langle \beta_2^2 \eta_1 \rangle - \langle \beta_3^2 \eta_1 \rangle\right] ; \; F_{12} = \ldots ; \; F_{13} = \ldots$$

$$F_{14} = \frac{45}{\alpha_1} \langle \beta_1 \beta_2 \eta_1 \rangle ; \; F_{15} = \frac{45}{\alpha_1} \langle \beta_1 \beta_3 \eta_1 \rangle ; \; F_{16} = \frac{45}{\alpha_1} \langle \beta_2 \beta_3 \eta_2 \rangle ;$$

etc.....

Les éléments de la matrice ne sont pas indépendants En particulier $F_{01} + F_{02} + F_{03} = 3C - \langle \beta_1^2 \rangle + \langle \beta_2^2 \rangle + \langle \beta_3^2 \rangle = 3$

3-4-2 - Conséquences de la conservation de la parité

D'autre part la conservation de la parité à la production et à la désintégration du boson entraîne la nullité d'un certain nombre de termes en admettant que la cible n'est pas polarisée. Par exemple $F_{05} = 15 < \beta_1 \beta_3 >$ doit être nul; en effet si $\vec{K}$, $\vec{\Lambda}$, $\vec{k}$ sont des vecteurs unitaires portés respectivement par le K^- incident, le Λ^0 et le vecteur caractéristique de la désintégration du boson (exprimés dans le système du centre de masse du boson) alors

$$F_{05} = 15 > (\vec{k}, \vec{K}' [\vec{K}' \times \vec{\Lambda}])$$

Cette quantité étant pseudoscalaire doit être nulle puisque la polarisation du Λ^0 n'intervient pas dans l'élément correspondant de la somme qui exprime la probabilité de transition. Le même raisonnement appliqué à chacun des termes F_{ik} conduit au résultat suivant : tout terme pseudoscalaire non associé au Λ^0 doit être nul (F_{05}, F_{06}); tout terme scalaire associé au Λ^0 doit être nul (F_{11}, F_{12}, F_{13}, F_{14}, F_{21}, F_{22}, F_{23}, F_{24}, F_{25}, F_{26}).

En conclusion 12 des 24 termes doivent être nuls si la parité est conservée dans la production et la désintégration du boson. L'étude du modèle périphérique au chapitre V montrera que d'autres termes doivent être nuls (ce qui justifie l'emploi de ce formalisme).

3-4-3 - Comparaison des méthodes d'estimation

Pour déterminer les F_{ik} il suffit donc de calculer les moyennes indiquées, en principe pour chaque valeur de l'angle de production, en réalité en moyennant sur tout ou partie de la distribution angulaire vu la pauvreté de la statistique disponible. La moyenne est une bonne estimation de ces nombres, plus sûre que le maximum de vraisemblance, la surface à 24 dimensions étant difficilement adaptable par

un programme. Par contre l'estimation des erreurs par la formule :

$$\sigma^2_{ij,i'j'} = \sum_1^N \frac{(\gamma_{ij} - F_{ij})(\gamma_{i'j'} - F_{i'j'})}{N(N-1)}$$

n'est justifiée que si le nombre d'évènements N est assez grand(de l'ordre de 80). Ceci est la raison pour laquelle, quand il s'agira de déterminer quantitativement avec la plus grande précision possible les valeurs expérimentales des paramètres de production que l'on pourra comparer aux prévisions des différents modèles, il sera préférable de revenir à l'estimation des ρ_{ij} pour le maximum de vraisemblance, décrite au paragraphe précédent.

Le passage des F_{ik} aux ρ_{ij} est très simple. Seuls les F_{ok} évidemment interviennent dans la matrice densité du boson, et les F_{05} et F_{06} devant s'annuler par parité (ce qui est admis explicitement dans la formulation de la probabilité de désintégration introduite au paragraphe précédent) il suffit d'identifier terme à terme

$$W(\cos\theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi}\left(F_{01}\beta_1^2 + F_{04}\beta_2^2 + F_{02}\beta_3^2 + F_{03}\beta_1\beta_2\right)$$

à $$W(\cos\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi}\left(\rho_{00}\cos^2\theta + \rho_{11}\sin^2\theta - \rho_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\varphi - \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\sin 2\theta\cos\varphi\right)$$

Avec $\beta_1 = \cos\theta$

$\beta_2 = \sin\theta\cos\varphi$

$\beta_3 = \sin\theta\sin\varphi$

il vient très simplement :

$$\rho_{00} = \frac{F_{01}}{3} \qquad \rho_{11} = \frac{1-\rho_{00}}{2}$$

$$\rho_{1-1} = \frac{F_{03} - F_{02}}{6} \qquad \mathrm{Re}\,\rho_{10} = \frac{\sqrt{2}}{12} F_{04}$$

Il est facile de vérifier que les valeurs des ρ_{ij} obtenues par cette méthode coïncident à peu près avec celles obtenues par le maximum de vraisemblance sur les tableaux expérimentaux donnés au chapitre suivant.

3-4-4 - Généralisation

Ce formalisme peut facilement être étendu à un spin quelconque du boson.

Par exemple pour un boson de spin 0 on aurait

$$\frac{d\sigma}{d\Omega\, d\Omega_p\, d\Omega_K} = K \sum_0^8 F_i \alpha_i$$

avec les mêmes symboles que plus haut, et F_0, F_1, F_2 doivent être nuls. F_3 est alors la polarisation du Λ^0 le long de la normale au plan de production.

Pour un boson de spin 2 comme admis pour le f_0, la section efficace est quadrilinéaire en β. La production de f_0 dans l'expérience décrite ici étant assez faible et associée à un fond très important, le développement du formalisme n'offre qu'un intérêt académique. Il n'en sera pas de même lorsque les statistiques disponibles pourront être multipliées par 10.

3-4-5 - Contribution du fond

Les évènements constituant le fond étant produits en conservant la parité, ils ne peuvent pas changer les termes nuls par parité, qui permettent donc de contrôler l'absence de biais Par contre ils faussent les termes dépendant des amplitudes de production. La seule manière d'estimer leur contribution est de les calculer dans des régions de contrôle autour de la résonance étudiée, et de les soustraire avec une pondération correcte des estimations obtenues dans la zone de la résonance. En fait pour étudier correctement le système complet il faudrait estimer les éléments de la matrice F_{ik} en balayant la bande de

masse de la résonance avec un pas bien inférieur à la largeur de cette résonance. Pour cela il faudrait disposer d'un lot beaucoup plus grand d'évènements.

Enfin, si le fond interfère avec la résonance, il est difficile d'obtenir quelque résultat que ce soit.

Il apparaitra à l'examen des résultats présentés au chapitre suivant que les résultats ne sont vraiment significatifs que quand il y a très peu de fond.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'étude expérimentale des mécanismes de production ne peut pas se faire dans des canaux où la particule considérée est produite avec un fond important, qu'aucun artifice ne permet d'éliminer. En conséquence, les résultats rassemblés ici sont limités aux bosons bien connus et bien visibles dans cette expérience. Il n'est pas fait état des modes de désintégration difficiles à observer soit du fait de leur faible fréquence soit de celui du fond qui leur est associé. Dans les cas où ces modes sont observables, et où les observations faites ne sont pas en accord avec les résultats généralement admis, ces observations ont fait l'objet de publications (42).

La première partie de ce chapitre (§ 4-1 à 4-3) a pour objet la mise en évidence des particules ou résonances parmi les différents états finals étudiés. La seconde partie est une revue de leurs caractéristiques de production telles qu'elles ont été justifiées au chapitre précédent, en commençant par les pseudoscalaires (0^-, π° η° X°) puis les mésons vectoriels (1^-, ρ° ω° φ°) pour finir avec le f_0 (2^+).

Les caractéristiques naturelles (masse, largeur, nombres quantiques) des différents bosons étudiés sont considérées comme bien établies même si les preuves sont encore discutées pour certaines d'entre elles. Bien entendu les histogrammes et les évaluations de paramètres portent sur tout le lot disponible, ce qui est justifié après qu'il

ait été vérifié que les sections efficaces sont compatibles entre les laboratoires.

4-1 - Désintégrations neutres

Elles apparaissent sur l'histogramme de la masse carrée manquante au Λ^0 (fig.11) pour les évènements dont on ne voit rien sortir d'autre qu'un Λ^0 . Alors que ce spectre apparait sur la figure 11b comme une succession de pointes assez peu significatives, il est curieux de remarquer que dans la zône de masse bien connue (de 0 à 1100 Mev/c² environ) chacune de ces pointes s'explique assez aisément, ainsi même qu'une partie du fond.

Certains pics apparaissent (fig. 11b) à la place où on les attend (η^0, η^0, χ^0 et φ^0 en particulier).

Le fond sous le η^0 s'explique bien par la réaction $K^- p \rightarrow \Sigma^0 \eta^0$. En effet le calcul du spectre du carré de la masse effective $\eta^0 \gamma$ (ou carré de la masse manquante au Λ^0) montre que ce spectre est plat, et va de 0.04 à 0.7 Gev/c², indépendamment de la quantité de mouvement du Σ^0. Pour le voir il suffit de se placer dans le système du Σ^0 (44); le vecteur quantité de mouvement $\vec{p}_1$ du π^0 y est défini de manière unique et indépendante de la distribution en énergie du Σ^0 (passage du système du centre de masse de l'intéraction à celui du Σ^0 par une transformation de Lorentz définie par le quadrivecteur $\vec{p}^*, E^*$ dans le premier de ces systèmes). Si $\vec{p}_2$ est le vecteur quantité de mouvement du photon dans le système du Σ^0 , il est entièrement défini par l'angle α du photon avec le Σ^0 , ou encore avec $\vec{p}_1$. La masse carrée équivalente $\eta^0 \gamma$ est donc :

$$\mu^2 = (E_1 + p_2)^2 - \left[(p_1 + p_2 \cos\alpha)^2 + p_2 \sin^2 \alpha \right]$$

$$\mu^2 = m^2_{\pi^0} + 2 p_2 \left[E_1 - p_1 \cos\alpha \right]$$

La distribution de $\cos\alpha$ étant théoriquement plate (désintégration isotrope) il en va de même de celle de μ^2. Numériquement on trouve $\mu^2 = 0{,}37 - 0{,}33 \cos\alpha$.

Pour pouvoir comparer cet effet au spectre observé il suffit d'estimer la section efficace totale $K^- p \to \Sigma^0 \pi^0$, à partir des sections efficaces $K^- p \to \Sigma^+ \pi^-$ et $K^- p \to \Sigma^- \pi^+$ déterminées par ailleurs (43); en effet le système $K^- p$ est une superposition des états $|0>$ et $|1>$ du spin isobarique Chacune des amplitudes s'écrit compte tenu des coefficients de CLEBSCH-GORDAN :

$$a(\Sigma^+) = \sqrt{\frac{1}{2}}\,|1> + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|0>$$

$$a(\Sigma^0) = \sqrt{\frac{1}{3}}\,|0>$$

$$a(\Sigma^-) = -\sqrt{\frac{1}{2}}\,|1> + \sqrt{\frac{1}{3}}\,|0>$$

d'où l'on conclut que $a(\Sigma^0) = \frac{a(\Sigma^+) + a(\Sigma^-)}{2}$

Cette relation triangulaire est valable quel que soit l'angle de production du $\Sigma^{\pm}$. Les distributions angulaires du Σ^+ et du Σ^- sont très différentes; si θ est l'angle du Σ avec le K^- incident dans le système du centre de masse de l'interaction, pour le Σ^+ les 8/10 de la section efficace sont obtenus pour $\cos\theta$ voisin de - 1, le reste pour $\cos\theta$ voisin de 1; au contraire pour le Σ^- seule la contribution $\cos\theta$ voisin de 1 existe, et les sections efficaces (Σ^+ avant) et (Σ^- avant) sont pratiquement égales. On peut donc admettre que $|a_{AR}(\Sigma^0)| = \left|\frac{a_{AR}(\Sigma^+)}{2}\right|$ $\left(a_{AR}(\Sigma^-) \sim 0\right)$ et que

$|a_{AV}(\Sigma^0)|$ est compris entre 0 et $|a_{AV}(\Sigma^+)|$

selon la phase relative entre a_{Σ^+} et a_{Σ^-}.

Cette section efficace vers l'avant étant faible par rapport à celle vers l'arrière l'erreur qu'on fait en admettant que les amplitudes sont en moyenne en quadrature ne peut pas

être grande. Enfin pour tous les angles de production autres que ceux voisins de 0 ou π la contribution à la section efficace $\Sigma^0 \eta^0$ est nulle. En résumé :

$$\sigma(\Sigma^0 \eta^0) \sim \frac{\sigma_{AR}(\Sigma^+)}{4} + \frac{\sigma_{AV}(\Sigma^+)}{2}$$

Avec les données de (43) on trouve $\sigma(\Sigma^0 \eta^0) \sim 67 \pm 8 \mu b$
En corrigeant pour la [illegible] visibilité du Λ^0 on devrait donc observer 75 évènements qu'il est facile de soustraire de l'histogramme de la figure (11b).

Cette soustraction rend un peu plus significative l'accumulation étroite à la place du ω^0.

Le petit pic centré vers 0,55 Gev/c² peut s'expliquer par la réflexion de la réaction $\pi^- p \to \Lambda^0 K^0$. En effet la masse x manquante au Λ^0 avec l'hypothèse fausse que le π^- incident est un K^- est donnée par :

$$x^2 = 0.55 - 0.08\ E_\Lambda$$

où E_Λ est l'énergie du Λ^0 dans le système du laboratoire; E_Λ se calcule en fonction de la distribution de l'angle de productiondu θ^* dans $\pi^- p \longrightarrow \Lambda^0 K^0$ soit :

$$x^2 = 0.55 - 0.08 \sqrt{1 + 3\,(1.63 - \cos\theta^*)^2}$$

Ce spectre va de 0.43 ± 0.05 à 0.53 ± 0.05 Gev/c².
Bien que la statistique en soit faible, une expérience de π^- à 3 Gev/C (référence 29bis) a montré que la réaction $\pi^- p \to \Lambda^0 K^0$ est extrêmement pariphérique (résultat confirmé avec une statistique plus grande à 2.7 Gev/c, référence 29ter). On doit donc s'attendre à un pic vers $x^2 = 0.53$, que l'on observe effectivement.

Une partie du fond restant est certainement due au spectre $\eta^0 \gamma$ dû à la réaction $K^- p \to \Sigma^0 \eta^0$. Mais, la section efficace de cette réaction étant inconnue, la transposition du cal-

cul fait plus haut pour $K^- p \rightarrow \Sigma^0 \pi^0$ n'a pas grand intérêt. Il reste une accumulation d'évènements entre le ω^0 et le K^0 qui pourrait s'interprèter comme une réflexion de la réaction $K^- p \rightarrow Y^{*0}_{(1385)} \pi^0$; cette éventualité trouve quelque justification dans l'étude du spectre de la masse $\pi^+\pi^-$ dans la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^-$. On pourrait recommencer le calcul fait pour $K^- p \rightarrow \Sigma^0 \eta^0$, mais ici pour le mener à bien il est nécessaire de connaître le mécanisme de production du Y^{*0} (section efficace différentielle et distribution de désintégration, celle-ci n'étant pas isotrope). Bien entendu on attend également une contribution de l'espace des phases des réactions $K^- p \rightarrow \Lambda^0 + n\,\pi^0$ avec $n > 2$.

4-2 - Réaction $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$

L'échantillon étudié se compose des évènements classés comme $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ par l'application du critère (§ 2-4-3) et de ceux classés comme $\Sigma^0 \pi^+ \pi^-$ pour lesquels le cosinus de l'angle du Λ^0 avec le Σ^0 dans le système du Σ^0 est compris entre 0,9 et 1 (voir également § 2-4-3).

La séparation du ρ , comme celle du η^0 , dans l'état final $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ est particulièrement difficile. En effet cet état final contient une très forte proportion de $Y^{*+}_{1\,(1385)} \pi^-$ et un peu de $Y^{*-} \pi^+$ comme le montre le diagramme de Dalitz (fig.25). Il se trouve également que cet Y^{*+} est produit périphériquement avec un fort alignement, prévu par le modèle de Stodolsky et Sakurai (41). En conséquence le Λ^0 de l'Y^{*+} va fortement selon la ligne de vol du K^- incident. Il est possible de faire une coupure dans la distribution angulaire de désintégration du ρ telle que la partie du diagramme de Dalitz commune avec le Y^{*+} soit éliminée. Toutefois d'abord il faut recomplèter la distribution par symétrisation, sinon bien entendu on va trouver une violation apparente de la parité, et ensuite les erreurs obtenues sur

les déterminations n'auront aucun sens, ne correspondant pas à un nombre observé d'évènements. Enfin dans la présente expérience le nombre d'évènements restant après ces coupures est trop faible pour permettre l'évaluation des différents paramètres, même en renonçant aux erreurs. L'effet de l'alignement du Y^{*+} apparait bien sur les figures 31, 32 et 33, puisque le ρ qui apparait mal sur la première (aucune coupure) apparait bien mieux et de la même manière sur les deux dernières (sur la figure 32 on a coupé l'Y^{*+}, sur la figure 33 les Λ^0 allant très vers l'arrière). Comme il y a une zone d'intersection non négligeable du ρ et de l'Y^{*+} il est même extrêmement difficile d'évaluer une section efficace autrement qu'en négligeant l'Y^{*-} (on n'utilise alors qu'une moitié du diagramme de Dalitz). L'explication proposée pour cette difficulté a été vérifiée dans l'état final $\Sigma^0 \pi^+ \pi^-$ où il n'y a aucun problème pour isoler le ρ et le f^0 (en effet le rapport de branchement de l'Y^{*+} en $\Sigma^0 \pi^+$ est faible, $\sim$ 10 %)

4-3 - Réactions $\Lambda^0 \pi^+ \pi^- \eta^0$, $\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \eta^0$ et $\Lambda^0 K \bar{K}$.

Dans la première de ces réactions le ω^0 apparait très visiblement dans l'histogramme des masses effectives $\pi^+ \pi^- \eta^0$ (fig. 26). Les évènements hachurés sur cette figure correspondent à des $Y^*_{(1385)}$ de charge +, 0 et - ; cette résonance ne contribue manifestement pas beaucoup au pic observé dans la bande du ω^0 . Le φ^0 apparait dans cette réaction à condition de réduire le fond par une coupure sur l'angle de production du Λ^0 . Ce travail et les résultats correspondants ont fait l'objet d'une publication (42); ils ne seront pas repris ici; le fond associé à ces évènements φ étant très important les évènements sont inutilisables pour une étude de mécanisme de production.

Dans la réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ l'étude du

spectre $\eta^o \pi \pi$ (fig.28) où le η^o se décompose en $\pi^+\pi^-\pi^o$ (ou γ, difficilement séparable) révèle la présence du X^o qu'on recherche donc également dans les évènements $K^- p \rightarrow \Lambda^o \pi^+ \pi^- \eta^o$ ($\eta^o \rightarrow$ neutres), qui figurent également dans l'histogramme du spectre $\eta^o \pi \pi$ (fig. 28).

Enfin la réaction $\Lambda^o K \bar{K}$ (fig.27) contient environ 30% de φ^o (voir également référence 42), et aucun autre effet significatif dans le spectre $K \bar{K}$. Vues la faible observabilité du mode $\Lambda^o K^o \bar{K}^o$ et la section efficace relativement basse de l'état final $\Lambda^o K \bar{K}$, pour cet état final les évènements obtenus par la collaboration britannique (45) étudiant les interactions $K^- p$ à 3,5 Gev/c ont été ajoutés pour l'étude des désintégrations, après avoir vérifié la compatibilité des coupures, des sections efficaces et de l'ensemble des caractéristiques physiques d'abord estimées indépendamment.

4-4 - Production du π^o

La section efficace pour la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda^o \pi^o$ déduite de l'étude générale des évènements à un V^o (§ 2-4-2) est de 138 ± 15 μb.

La distribution angulaire du π^o dans le système du centre de masse de l'interaction est très fortement piquée vers l'avant (fig. 29). Il faut toutefois noter ici qu'il y a une légère différence entre la section efficace différentielle telle qu'elle résulte des évènements optimisés pour un π^o manquant et celle qui apparait quand il n'est pas tenu compte de cette optimisation, cette dernière étant un peu plus collimée. De toutes les réactions observées dans cette étude, la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda^o \pi^o$ est la seule à présenter ce caractère. Pour le η^o et le X^o beaucoup de l'information vient de canaux non optimisés. C'est donc la distribution angulaire correspondante, laquelle figure sur la figure 29, qui a été utilisée

pour les comparaisons. Encore une fois la différence n'est pas grande et n'a pas d'effet sur les conclusions qui seront tirées.

Il est également prossible d'observer pour ce lot d'évènements une section efficace non nulle pour l'émission du π^0 vers l'arrière.

Comme il a été montré au chapitre III, seule la composante de la polarisation du Λ^0 perpendiculaire au plan de production peut différer de zéro. Les deux autres composantes de la polarisation doivent être nulles si la parité est conservée dans la réaction de production. La figure 30 montre qu'avec le lot défini au paragraphe 2-4-2 cette condition n'est pas respectée, à plus de deux écarts quadratiques moyens. Il y a un excès de Λ^0 pour lesquels le proton est émis vers l'avant dans le système où le Λ^0 serait au repos.

Deux interprètations sont possibles pour ce phénomène :

a) si le V^0 est émis vers l'avant dans le système du centre de masse de l'interaction, et si le secondaire positif à son tour est émis vers l'avant dans la désintégration, le secondaire a une quantité de mouvement élevée dans le laboratoire; l'ionisation ne permettra donc pas de distinguer sa nature. Dans ce cas et quand les deux désintégrations (Λ^0 et K^0) étaient possibles, celle conduisant à la meilleure probabilité pour l'optimisation a été choisie. Comme la valeur Q du K^0 est beaucoup plus grande que celle du Λ^0 , l'optimisation du K^0 est beaucoup plus sensible que celle du Λ^0 aux erreurs extérieures telles que celle sur le champ magnétique par exemple. Il est donc <u>possible</u> qu'un certain nombre de K^0 aient été ainsi pris pour des Λ^0 . Il se trouve que les K^0 sont en majorité émis vers l'avant. Il se trouve également que les évènements considérés comme Λ^0 et émis vers l'avant ont une distribution de masse manquante beaucoup plus étendue que les autres (ceci toutefois peut s'expliquer naturellement par le fait que des

Λ^0 émis vers l'avant sont plus énergiques donc moins bien mesurés que des Λ^0 émis vers l'arrière). Il se trouve enfin que les asymétries du type "violation de la parité à la production" disparaissent si l'étude est limitée soit aux Λ^0 émis vers l'arrière soit aux évènements pour lesquels une coupure supplémentaire en masse carrée manquante est effectuée (0 à 0,06 Gev/c²). Cet ensemble de faits est compatible avec l'hypothèse d'un excès de Λ^0 rapides dû à une fausse interprètation.

b) Au contraire il est aussi possible d'invoquer une perte au dépouillement des Λ^0 rapides dont le proton est émis vers l'arrière. En effet le proton emporte presque toute l'énergie du Λ^0, il sera donc très rapide, et le π^- associé fait un angle petit avec ce proton. Il n'est donc pas impossible que l'origine du biais soit une confusion entre Λ^0 et matérialisation de photon lors d'une mauvaise application du critère de rejet qui a été utilisé au dépouillement.

A priori il serait possible de choisir entre ces deux hypothèses en examinant la distribution de désintégration des K^0 en vue d'un manque éventuel d'évènements dont le π^+ va vers l'avant. Cela se trouve expérimentalement impossible, les lots à comparer étant composes de nombres très différents d'évènements (il faut en effet comparer les 167 $\Lambda^0\pi^0$ aux quelques 2000 évènements à K^0). Enfin il serait possible de mesurer tous les évènements classés comme des photons mais cela représente un effort matériel sans rapport avec le résultat recherché.

En conclusion il faut donc retenir qu'il y a un biais parmi les Λ^0 émis vers l'avant, soit en excès soit en manque mais plus probablement en excès.

Pour la totalité des évènements comme pour le lot constitué par ceux dont le Λ^0 est émis vers l'arrière, aucune

polarisation significative n'est observée. En fait ceci n'est pas étonnant pour les évènements produits tout à fait vers l'avant (la normale au plan de production devenant à la limite indéfinie) mais le résultat reste vrai (avec une statistique très réduite) si l'on supprime les évènements dont le Λ^0 est produit dans le système du centre de masse avec un angle dont le cosinus est compris entre -0,9 et -1,0.

Les paramètres essentiels relatifs à la distribution angulaire de production et à la désintégration du Λ^0 sont résumés dans les tables 1 et 2 (annexe 5). En aucun cas il n'apparait de polarisation significative.

4-5 - Production du η^0

La section efficace obtenue par la moyenne pondérée de l'observation des modes neutres et avec deux pions chargés compte tenu du rapport d'embranchement connu pour la réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda^0 \eta^0$ est de 65 ± 20 μb.

La distribution angulaire de production de la figure 29 montre que dans presque tous les évènements observés le Λ^0 est émis vers l'arrière, l'angle qui fait sa direction avec celle du K^- incident étant très voisin de 180°. Aucune émission du Λ^0 vers l'avant n'est observée. Bien qu'on puisse s'attendre à ce qu'elle contienne un fond important la distribution dans le mode neutre est comparable.

La désintégration du Λ^0 ne présente pas d'asymétrie liée à une non conservation apparente de la parité, ni aucune polarisation, comme cela découle de l'examen des paramètres des tables 1 et 2, (annexe 5).

4-6 - Production du X^0

La section efficace de 71 ± 20 μb pour la réaction $K^- p \rightarrow \Lambda^0 X^0$ est obtenue en procédant comme pour le η^0 et compte tenu également des modes de désintégration non étudiés ici (42).

Toutes les conclusions données pour le η^0 restent valables.

4-7 - Production des mésons vectoriels

Les sections efficaces ci-dessous sont corrigées pour les désintégrations du ω^0 autres que $\pi^+\pi^-\pi^0$ (60) et pour celles du φ^0 autres que $K\bar{K}$ (42)

$K^- p \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$ $\quad\quad$ $\sigma = 100 \pm 20\ \mu b$

$K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ $\quad\quad$ $\sigma = 134 \pm 25\ \mu b$

$K^- p \rightarrow \Lambda^0 \varphi^0$ $\quad\quad$ $\sigma = 42 \pm 12\ \mu b$

Il est difficile de préciser exactement la section efficace différentielle du ρ, à cause de l'intersection du ρ avec le $Y^{*+}_{(1385)}$ De plus le fond est difficile à estimer, car le ρ est large. La seule chose certaine est que la distribution de production du dipion est beaucoup moins piquée que celle du ρ aux masses plus basses et bien plus piquée que celle du ρ aux grandes masses.

Les sections efficaces différentielles du ω^0 et du φ^0 (fig. 29) sont extrêmement différentes, puisqu'il n'y a pas d'émission vers l'avant du Λ^0 pour les φ^0 tandis que cette émission représente un tiers des ω^0. Cependant, pour les Λ^0 émis vers l'arrière, les deux distributions sont assez semblables. Dans la mesure où on peut la considérer comme vala-

ble la distribution du ρ^0 ressemble assez à celle du ω^0.

Pour ces trois réactions la table 3 de l'annexe 5 résume les estimations des corrélations angulaires de désintégration du Λ^0 et du méson vectoriel, selon la technique développée dans le chapitre III. On y notera un bon accord général des résultats avec ce que la conservation de la parité permet d'attendre. On peut également constater que les coefficients correspondant à des amplitudes déphasées l'une par rapport à l'autre sont compatibles avec zéro (absence d'interférence entre les amplitudes des diverses ondes possibles à la production), en particulier on ne remarque pas de polarisation (ceci découle de ce qui précède bien entendu).

La table 4 de l'annexe 5 présente les résultats relatifs au méson vectoriel seul sous la forme habituelle des éléments de la matrice densité dans le système d'axes de Jackson (voir chapitre 3). La distribution de l'angle azimuthal φ (figure 38) est particulièrement intéressante (paramètre ρ_{1-1}) : pour le méson φ^0 cette distribution est le plus probablement plate, alors que pour le ω^0 elle présente une structure périodique, essentiellement différente. Pour le ρ^0 encore une fois, l'estimation est sans doute faussée par la présence de l'$Y^{*+}_{(1385)}$, mais on peut dire que la structure si elle existe est bien plus faible que pour le ω^0, sinon elle serait visible; la valeur $\rho_{1-1} = -0.09 \pm 0.10$ est compatible avec zéro, et par contre très différente de celle obtenue pour le ω^0 (le résultat numérique n'est pas sensible aux coupures que l'on peut faire pour éliminer le $Y^{*+}_{(1385)}$ ou le fond; en particulier une coupure sur l'angle de production risque d'être dangereuse car au-delà du ρ le fond est produit de façon plus collimée que le ρ ; en même temps commence à apparaître une structure conduisant à $\rho_{1-1} \neq 0$, de sorte qu'il est difficile de faire la part due au ρ^0 dans l'estimation obtenue).

4-8 - Production du f^0

La section efficace obtenue pour le f^0 corrigée pour la désintégration en $\pi^0\pi^0$ en admettant que le spin isotopique soit nul est

$$\sigma^{-}_{K^-p \to \Lambda^0 f^0} = 60 \pm 15\ \mu b$$

La distribution angulaire est très peu piquée vers l'avant. La table 5 de l'annexe 4 donne les coefficients de la matrice densité du f^0 dont le spin est supposé égal à 2. La probabilité trouvée pour cette hypothèse avec cette valeur de la matrice densité est environ 1500 fois supérieure à celle que donne l'hypothèse d'un spin 0 et meilleure mais du même ordre de grandeur que celle que donne l'hypothèse d'un spin 1 pur. Il est évident qu'il n'y a aucune raison pour ne pas avoir un fond important de "spin" 1. D'autre part chaque spin pouvant conduire à des distributions de désintégration plates on ne peut espérer séparer les différentes composantes.

Il convient de remarquer cependant qu'il est possible d'introduire des éléments de matrice densité pour le spin 2 pour rendre compte de la distribution angulaire de la désintégration du système $\pi^+\pi^-$ dans la bande du f^0 et seulement dans cette bande (en dehors de cette bande les éléments d'ordre 2 sont toujours trouvés nuls). Ce résultat indépendant du mécanisme de production confirme le spin 2 du f^0, avec toutefois un tel fond ($\ell = 0$ et $\ell = 1$) qu'il est clair que l'évidence pour ce spin n'est pas meilleure que celle déjà publiée (60)

4-9 - Conclusion

Les principaux résultats qui se dégagent sont les suivants :

1°) Les sections efficaces des différents bosons étudiés sont du même ordre de grandeur (100 μb).

2°) Les distributions angulaires ne sont pas plates. Elles rendent toujours compte de la tendance du boson à suivre le K^- incident, et parfois d'une tendance non négligeable à repartir dans l'autre sens. A première vue des mécanismes d'échange de mésons et parfois de baryons pourraient donc jouer un rôle important dans la production de ces bosons.

3°) Les sections efficaces différentielles sont d'autant plus collimées que le spin du boson est plus bas. Il ne semble pas que la masse du boson ait une influence sur cette caractéristique. Pour comparer raisonnablement les différentes réactions, il est commode d'utiliser le paramètre $w = \frac{d(\log \frac{d\sigma}{dt})}{dt}$ où t est le transfert de quadrimoment en Gev^2. Il apparait alors que

$w \sim 3{,}2$ Gev^{-2} pour les mésons 0^-

$w \sim 1{,}3$ Gev^{-2} pour les mésons 1^-

$w \sim 0$ Gev^{-2} pour le f^0

4°) Quand elle est possible l'étude de la corrélation Λ^0 boson ne révèle pas de biais important se traduisant par une non conservation apparente de la parité dans la production ou la désintégration du boson. Il est alors très important de constater que tous les termes de corrélation qui dépendent vraiment de la dynamique de l'interaction sont globalement compatibles avec zéro, ce qui se produit quand les différentes amplitudes intervenant dans la production

sont en phase. En particulier il n'apparaît pas de polarisation notable du A^0, ce qui est aussi une conséquence de la réalité (relative) des différentes amplitudes de production. Ces propriétés sont atténuées dans les modèles périphériques classiques.

5°) L'examen quand il est possible des matrices densité des bosons mesurées par rapport à des axes tels que l'échange apparaisse simplement ne donne pas de preuve de la prédominance d'un échange bien déterminé dans le modèle périphérique simple. En particulier le ω^0 et le φ^0 dont les nombres quantiques sont identiques diffèrent notablement.

L'objet du chapitre suivant est d'examiner s'il est possible d'interpréter ces résultats de manière simple dans le cadre du modèle périphérique.

CHAPITRE V

INTERPRETATION DANS LE MODELE PERIPHERIQUE

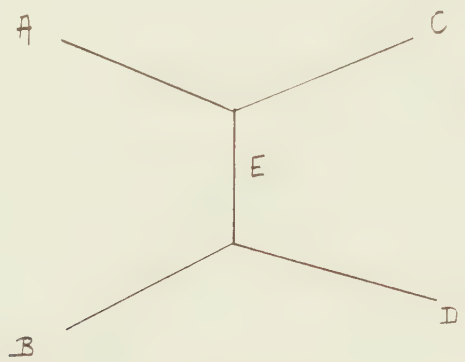
La prédominance des faibles transferts de quantité de mouvement dans les interactions à haute énergie est un fait expérimental très généralement observé. Ce phénomène a été interprèté comme périphérique. Bien qu'il n'existe pas de définition universellement admise de ce terme, en général le périphérisme implique la prédominance des forces dont la portée est largement supérieure à la dimension des particules en interaction; elles interviennent donc quand le projectile et la cible se frôlent; au total l'énergie cinétique transférée à la cible est faible.

Il est tentant d'essayer de rendre compte quantitativement du phénomène par un mécanisme d'échange d'une particule. De même qu'on calcule l'interaction électron-proton par échange de photons, on peut alors utiliser l'approximation de Born pour tenter de prévoir les caractéristiques des réactions périphériques.

5-1 - Modèle d'échange

Le modèle périphérique d'échange revient à exprimer l'amplitude T de la réaction $A + B \longrightarrow C + D$ sous la forme $T = \sum T_i$ où les T_i sont les amplitudes élémentaires pour l'échange de chacune des particules connues. S'il y a vraiment échange d'une particule quasi-réelle, certaines de ces amplitudes doivent être rigoureusement nulles.

En effet l'échange ainsi conçu est représenté par un diagramme (ce n'est pas un graphe de Feynman qui sera défini au paragraphe suivant) :

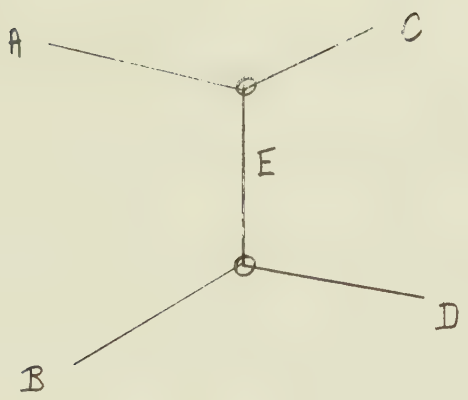


où la"particule" E a des nombres quantiques bien définis. A chaque vertex il doit donc y avoir conservation du nombre baryonique, de la charge électrique, du spin isotopique, de l'étrangeté, de la parité et du moment angulaire. La conservation du quadrivecteur énergie - quantité de mouvement conduit à une masse carrée négative, ce qui empêche l'existence effective de la particule échangée.

5-2 - Méthode de l'approximation de Born

Cette méthode permet une évaluation approchée des fonctions de vertex nécessaires au calcul de l'amplitude correspondant à un graphe de Feynman.

Un tel graphe est à la fois une représentation de la réaction $A + B \longrightarrow C + D$ et une méthode de calcul de l'amplitude de transition, dans l'hypothèse d'une interaction par échange d'une particule bien définie E .



Le graphe représenté ci-dessus implique :

1°) que C sortira nettement aligné sur A (donc D sur B), en supposant que les faibles transferts de moment sont prédominants.

2°) que l'interaction $A + B \longrightarrow C + D$ se décompose en deux interactions indépendantes, AEC et BED. Ces deux interactions ne sont pas explicitement supposées ponctuelles, mais de portée très inférieure au "parcours" de la particule échangée.

3°) que l'amplitude de transition s'écrit, l'indice E étant relatif à la particule échangée :

$$T_E\ (AB \to CD) = V_{AEC}\ F\ (\Delta^2, m_E^2)\ V_{BED}$$

où le propagateur F est une fonction du transfert de quadri-moment Δ^2 et de la masse m_E de la particule échangée. L'approximation de Born intervient dans l'évaluation pour chaque type d'interaction des termes V_{AEC} et V_{BED} qu'on appelle fonctions de vertex.

En désignant par M, V, B respectivement un méson

pseudoscalaire, vectoriel ou un baryon de spin 1/2, les fonctions de vertex intervenant dans les réactions K^-_{ℓ} $\longrightarrow \Lambda^0 +$ boson (autre que le π^0) s'écrivent (46) :

$$V_{MVV} = -\frac{f}{m_c}\,\varepsilon^{\mu\nu\lambda\rho}\,E_\nu\,\varepsilon^*_\lambda(\lambda_C)\,C_\mu$$

$$V_{BMB} = g_s\,\bar{u}(D,\lambda_D)\,u(B,\lambda_B) \qquad \text{(couplage scalaire)}$$

$$g_{ps}\,\bar{u}(D,\lambda_D)\,\gamma_5\,u(B,\lambda_B) \qquad \text{(couplage pseudo-scalaire)}$$

$$V_{BVB} = \bar{u}(D,\lambda_D)\left[(g_V+g_T)\,\gamma^\nu + \frac{2\,g_T}{m_B+m_D}\,D^\nu\right]u(B,\lambda_B)$$

$$V_{MVM} = \tfrac{1}{2}\,g_1\,(A+C)^\mu$$

$$V_{MMV} = \tfrac{1}{2}\,g_\Lambda\,(A-E)^\mu\,\varepsilon^*_\mu(\lambda_C)$$

Dans cette liste il manque le couplage MMM qui est obligatoirement nul (incompatibilité spin-parité). La justification de ces évaluations n'a pas sa place ici. Rappelons simplement que A, B, C, D, E sont les quadrivecteurs quantités de mouvement des particules correspondantes (les masses m portent également le même indice), les ε sont les fonctions de spin des mésons vectoriels, les u les spineurs du proton et du Λ^0, et f et g des constantes de couplage qui sont souvent connues expérimentalement et souvent aussi

calculables à partir de celles qui sont connues à l'aide de modèles symétriques tels que SU (3). Les matrices de Dirac sont données par :

$$\gamma_i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \qquad \gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_0 \\ \sigma_0 & 0 \end{pmatrix}$$

avec $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$; $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$; $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$; $\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

Enfin $\mathcal{E}^{\lambda\mu\nu\rho}$ est le tenseur complètement antisymétrique du 2° ordre.

Les propagateurs nécessaires sont :

$$F_M = \frac{1}{m_E^2 + \Delta^2}$$

$$F_V = \frac{g_{\mu\nu} + E_\mu E_\nu / m_E^2}{m_E^2 + \Delta^2}$$

$$F_B = \frac{m_E + E^\mu (\gamma_\mu) \sigma\sigma'}{m_E^2 + \Delta^2}$$

où $\Delta^2 = - E^2$ est le quadrimoment transféré.

Il est enfin utile de rappeler les relations cinématiques suivantes :

$$t = E^2 = (B-D)^2 = (C-A)^2$$

$$s = (A+B)^2 = (C+D)^2$$

$$u = (A-D)^2 = (C-B)^2$$

Les amplitudes T_i ainsi calculées sont toutes réelles, du

moins entre elles. En les superposant on ne produira donc une interférence toujours constructive; les corrélations de désintégration devront donc disparaître, car elle proviennent de la partie imaginaire de l'onde résultante.

Avec cette approximation des fonctions de vertex, il est possible de calculer la section efficace différentielle de la réaction dans le cas d'un échange pur (une seule particule) :

$$d\sigma\,(AB \to CD) = \frac{1}{64\pi s q^2}\,|T_E|^2\,dt$$

s et q étant l'énergie totale et l'impulsion des secondaires dans le système du centre de masse de l'interaction.

Il est également possible de calculer les distributions de désintégration des particules C et D, ainsi que leurs corrélations, qui doivent être réelles)quand elles sont instables. Ces calculs théoriques sont abondamment décrits dans la référence (46), où l'auteur montre en particulier la commodité de la représentation de l'hélicité (projection du moment angulaire sur la quantité de mouvement) ce qui justifie le choix des axes du paragraphe 3-3.

5-3 - Comparaison avec les résultats expérimentaux

Le résultat expérimental peut être fondamental et certainement nouveau de l'expérience décrite ici est l'absence de tous les termes de corrélation partout où ils étaient mesurables. Ce résultat est en plein accord avec la réalité des amplitudes telles qu'elles sont écrites dans l'approximation de Born.

Pour le reste les observations effectuées sont en bon accord avec celles qui avaient été faites dans d'autres expériences.

Il serait fastidieux de reprendre la comparaison en détail. Rappelons simplement le résultat suivant absolument général : les sections efficaces obtenues par cette méthode sont au moins de 100 à 1000 fois trop grandes ; les sections efficaces différentielles sont trop peu collimées, malgré la présence de Δ^4 au dénominateur dans le cas d'un échange de méson pseudoscalaire. Ceci sera a fortiori vrai dans le cas d'un autre échange, où les puissances de Δ^2 apparaissent au numérateur. Enfin il est assez rare de trouver des exemples de bonne explication des matrices densité par un échange pur. Il n'y en a pas dans cette expérience , sauf peut-être dans la réaction $K^- p \rightarrow K^{*-} p$ (47).

Rappelons que les prévisions sont très simples pour la production d'un méson vectoriel. L'échange d'un pseudoscalaire conduit à $\rho_{00} = 1$, $\rho_{1,-1} = 0$, tandis que tous les autres éléments sont nuls; au contraire l'échange d'un méson vectoriel conduit à $\rho_{00} = \mathrm{Re}\,\rho_{10} = 0$, alors que $\rho_{11} = 0{,}5$. Avec la contrainte cinématique que $0 \leq |\rho_{1-1}| \leq 0{,}5$, seul ρ_{1-1} dépend de la dynamique. En fonction des constantes de couplage vectorielle g_V et tensorielle g_T dans la fonction de vertex V_{BVB} , ρ_{1-1} est donné par (48) :

$$\frac{\rho_{1-1}}{1-\rho_{00}} = \frac{4s\left[\frac{g_V}{g_T}^2 - \frac{t}{(m_b+m_d)^2}\right]}{\frac{g_V^2}{g_T^2} m_c^2 a_c^2 \left[(m_b-m_d)^2 - t\right] + 2s\left[\frac{g_V^2}{-g-2} - \frac{t}{(m_b+m_d)^2}\right]}$$

Les résultats numériques sont représentés sur la figure 34. Tant pour le ω , le φ que le ρ dans l'expérience étudiée ici ρ_{00} est incompatible aussi bien avec zéro que un. Ceci suffit pour exclure l'accord avec le modèle de l'approximation de Born, où une seule particule serait échangée. En fait la figure 34 permet d'affirmer que dans le modèle simple de l'approximation de Born la production du ω^0 pourrait s'interprèter par une superposition d'échange de mésons K et K^*, ρ_{00} représentant alors la proportion d'échange de K . Toute-

fois cette interprètation ne va pas pour le φ^0 ni probablement pour le ρ^0. Elle n'est donc pas non plus satisfaisante.

5-4 - Raffirements possibles du modèle de l'approximation de Born.

L'article de Jackson et al. (49) fait le point sur les diverses tentatives des théoriciens en vue de trouver un accord entre le modèle modifié et l'expérience. La comparaison des différents modèles et les raisons qui poussent à rejeter certains d'entre eux n'entrent pas dans le cadre de cette étude. Le seul modèle qui ait rencontré quelque succès en particulier pour l'échange d'un pseudoscalaire et dans quelques cas isolés pour celui d'un vecteur (49) et sur lequel ont été faits les calculs relatifs aux réactions étudiées ici (50), est celui de l'absorption des ondes partielles de bas moment angulaire dans l'approximation de Born des ondes distordues. Dans ce modèle, une partie des états initial et final sont absorbés par les autres réactions. Reprenant l'amplitude T de la réaction $AB \to CD$ introduite plus haut, il est possible de la décomposer en une somme d'amplitudes partielles T^j pour chaque valeur j du moment angulaire total. Le modèle des ondes distordues revient à poser :

$$T^j(AB \to CD) = S_{AB}(j)\, T_B^j(AB \to CD)\, S_{CD}(j)$$

où T_B représente l'approximation de Born de l'amplitude et S l'élément de matrice S pour la diffusion élastique ($AB \to AB$ ou $CD \to CD$).

Une paramétrisation commode est de poser $S = e^{2i\delta}$

Le modèle habituellement utilisé par Jackson et ses collaborateurs (49), qui sera appelé par la suite "modèle

de l'absorption" est en fait encore plus restrictif puisqu'il suppose :

1) que les déphasages δ sont purement imaginaires (vrai expérimentalement à grande énergie pour les réactions observables).

2) que les amplitudes de diffusion élastique AB ou CD ne modifient pas les hélicités (vrai sans doute dans la même limite puisqu'on n'y observe en général pas ou peu de polarisation).

3) que la diffusion dans l'état final, le plus souvent inobservable, se paramètrise comme celle dans l'état initial.

4) qu'il est possible de décrire la diffusion élastique par une exponentielle passant par le point optique (relié à la première restriction) :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma^2}{16\pi\hbar^2c^2} e^{\alpha t}$$

ce qui entraîne :

$$e^{i\delta(j)} = \left[1 - \frac{\sigma}{4\pi\alpha\hbar^2c^2} e^{\frac{-j^2}{2\alpha q^2}}\right]^{1/2}$$

au spin du baryon près, qu'on peut prendre en compte en remplaçant j par $j - 1/2$ (ceci entraîne l'absorption complète de l'onde δ, avec $e^{i\delta(1/2)} = 0$ pour $\sigma = 4\pi\alpha\hbar^2c^2$).

Dans ces conditions, la connaissance expérimentale de σ et α permettent d'achever le calcul. Mais il est en général impossible de mesurer σ et α dans l'état final; pour achever le calcul Jackson et al. prennent $\sigma = 4\pi\alpha\hbar^2c^2$ et ne gardent qu'un seul paramètre, α. Il est très important de noter que dans ce modèle particulier les amplitudes restent réelles.

L'application numérique comporte encore un certain nom-

bre d'approximations de calcul, beaucoup moins graves que celles déjà faites dans le principe même du modèle.

Les applications aux réactions $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ et $\Lambda^0 \varphi^0$ qui sont les meilleures ici pour vérifier le modèle ont été effectuées par Svensson (51).

Il est possible d'obtenir un accord satisfaisant pour les sections efficaces différentielles dans l'hypothèse de l'échange d'un méson pour certaines valeurs des paramètres laissés libres, c'est-à-dire du coefficient d'absorption et de la constante de diffusion élastique dans l'état final. Il est évident que la section efficace différentielle est sensible aux variations de ces paramètres. Il se trouve que, autour des valeurs convenables, ce n'est pas le cas des éléments de la matrice densité qui restent pratiquement constants et pour lesquels on peut constater un bon accord pour le φ mais un désaccord assez important pour le ω ; dans cette table extraite de la table 4, annexe 4, pour les transferts de quantité de mouvement inférieurs à 0,5 Gev^2 où le calcul de Svensson est valable :

	expérimental		théorique échange de K	
	φ	ω	φ	ω
ρ_{00}	0,33±0,24	0,27±0,15	0,45	0,28
ρ_{1-1}	-0,02±0,18	0,28±0,12	0.	0.
$Re\,\rho_{10}$	0,05±0,12	0,05±0,07	-0,2	-0,15

Il ne faut pas attacher d'importance au mauvais accord apparent pour $Re\,\rho_{10}$ qui se trouve varier très rapidement en fonction de l'angle de production, si rapidement que la moyenne pondérée par la distribution observée qui figure ci-dessus n'a elle-même aucune signification.

Sur la figure (29b) on a indiqué pour les réactions

$K^- p \longrightarrow \Lambda^0 \omega^0$ et $K^- p \longrightarrow \Lambda^0 \varphi^0$ les sections efficaces différentielles que donnent le modèle utilisé, pour des valeurs de paramètre telles que ces prévisions s'adaptent le mieux aux observations.

Dans le calcul de l'échange de K^* Svensson (51) trouve pour le ω un résultat compatible avec le résultat expérimental, mais il y a évidemment une inconnue de plus (g_v/g_t, cf. § 5-2). Il n'y aurait donc rien d'extraordinaire, avec les paramètres qu'on est obligé de laisser libres, d'arriver à reproduire les résultats de $\Lambda\pi$, $\Lambda\eta$, ΛX^0 qu'il est impossible de produire par échange de K (spin-parité); les calculs théoriques pour ces réactions n'ont pas été effectués.

D'une manière générale on peut d'ailleurs remarquer ici que quand les résultats d'une expérience à une énergie donnée fournissent les valeurs des paramètres à rentrer dans les calculs théoriques, les prévisions obtenues à énergie différente sont incompatibles avec les résultats expérimentaux, comme l'a montré en particulier le travail de Muller et al. (51bis). Les paramètres définissant la diffusion dans l'état final varient beaucoup plus rapidement que dans l'état initial.

En résumé, la compréhension des résultats expérimentaux à la lumière du modèle d'échange d'un méson est assez restreinte :

- accord sur la réalité des amplitudes (absence de polarisation et de corrélations).

- désaccord avec le modèle de l'approximation de Born.

- bon accord avec l'échange d'un K dans le modèle de l'absorption pour le φ^0.

- accord avec l'échange d'un K^* pour le ω^0 dans les mêmes conditions; le poids de cet accord dans l'évaluation

de la qualité du modèle est toutefois assez limité étant donné le nombre de paramètres

- impossibilité de tester le modèle sur les reactions $\Lambda^0\eta^0$, $\Lambda^0\eta'^0$, $\Lambda^0 X^0$ (et accessoirement et pour mémoire, expérimentalement, pour $\Lambda^0\rho^0$). Toutefois pour ces réactions la section efficace différentielle est bien plus collimée que celle des réactions à méson vectoriel, pour une section efficace totale voisine, ce qui dans le modèle à échange de K^* suppose des paramètres très différents; ceci ne peut être exclu mais jette un doute sur la valeur du modèle.

Enfin, rien de ce qui précède n'explique la présence d'évènements où le Λ^0 part vers l'avant dans la réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda^0\omega^0$ et peut être dans $\Lambda^0\rho^0$

Dans l'ensemble le modèle périphérique explique assez bien la production des mésons vectoriels observables, essentiellement le ω^0 et le φ^0 . Il faut noter ici que les résultats expérimentaux peuvent encore être interprètés comme indiquant une <u>prédominance</u> d'échange de K pour le φ et de K^* pour le ω , ce qui est en accord avec la théorie du mélange $\omega - \varphi$ dans SU (3) (réf. 53), tandis que des échanges purs seraient en accord avec la théorie du nombre quantique de Low (54), les deux théories étant alors apparemment incompatibles. La différence pour la production de Λ^0 vers l'avant dans $\Lambda\omega$ et $\Lambda\varphi$ n'est pas incompatible avec SU (3) comme l'ont montré Fried et Taylor (55) .

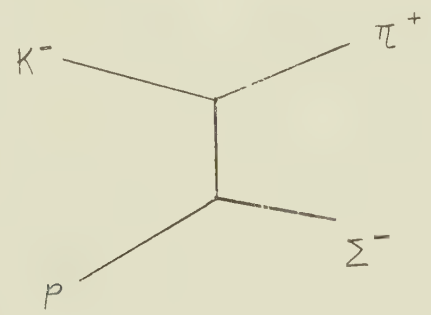
Les résultats correspondant dans des expériences à d'autres énergies n'ont pas fait l'objet de publications systématiques. Ceux qui sont connus ne diffèrent pas beaucoup quantitativement de ceux qui ont été présentés ici.

5-5 - Echange de baryon

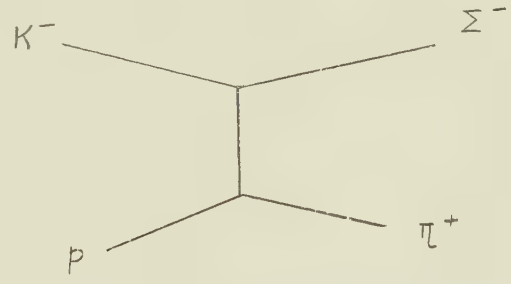
Pour étendre la gamme des réactions qui peuvent s'expliquer par un modèle périphérique d'échange il faut rendre compte de la production vers l'avant du Λ^0 associé au ω^0 et sans doute au ρ^0. L'étude systématique des réactions à deux corps où le baryon part vers l'avant a fait l'objet d'une publication (56). Rappelons simplement que l'exemple le plus frappant est celui de la réaction

$$K^- p \longrightarrow \Sigma^- \pi^+$$

où le diagramme



ne peut être réalisé qu'en échangeant un K^* de spin isotopique 3/2 et qui n'ait pas le spin et la parité 0^-. Il se trouve qu'on observe pour ce diagramme une section efficace extrêmement faible, la quasi-totalité de la réaction provenant d'un diagramme tel que



où la particule échangée a les nombres quantiques d'un nucléon (peut-être excité). (Il est clair qu'alors que tous

les diagrammes considérés jusqu'ici représentent la particule échangée dans la voie t, dans le dernier diagramme il s'agit des nombres quantiques de la voie u).

Il faut noter ici que la raison pour laquelle la plupart des auteurs négligent l'échange de baryon devant l'échange d'un pion (réduction des sections efficaces dans le rapport de carré des masses des particules échangées) n'est absolument pas valable dès que l'échange d'un méson vectoriel est utilisé, les masses du ρ, du ω, du K^* et du nucléon n'étant pas très différentes. L'étude détaillée de phénomènes similaires (56) montre que les effets dus à la voie u ne sont pas toujours négligeables.

Les évènements où le Λ^0 part vers l'avant dans la réaction $K^- p \to \Lambda^0 \omega^0$ peuvent donc s'interprèter qualitativement par l'échange d'un nucléon, qui doit être un proton (ou un N^* d'isospin 1/2) puisque Λ^0 et ω^0 ont pour isospin 0. L'absence de tels évènements dans la réaction $K^- p \to \Lambda^0 \varphi^0$ peut alors être expliquée simplement en admettant que la constante de couplage $g_{\omega p \bar{p}}$ est beaucoup plus grande que $g_{\varphi p \bar{p}}$. Ceci est un résultat connu, explicable par SU (3) et la théorie du mélange $\omega - \varphi$ (54) ou bien, d'une manière plus générale mais moins étayée, par le groupe SU (6), pour lequel le ω^0 est fait des quarks $p\bar{p}\, n\bar{n}$, tandis que le φ est fait des quarks $\lambda\bar{\lambda}$.

La question se pose néanmoins de savoir pourquoi seule la constante de couplage $\omega\, p\bar{p}$ (et peut-être $\rho\, p\bar{p}$) est importante, par rapport aux constantes $\pi\, p\bar{p}$, $\eta\, p\bar{p}$, $\chi\, p\bar{p}$.

5-6 - Conclusion

Bien qu'il n'apparaisse aucune contradiction flagrante avec le modèle périphérique interprété comme un échange d'une ou de plusieurs particules, il est difficile de dire que les réactions étudiées y trouvent une interprètation globale directe. En effet, pour rendre compte des résultats il est nécessaire d'introduire un modèle d'absorption compliqué, des constantes de couplage $ad - \hbar\alpha$ et des échanges d'objets relativement lourds, en contradiction avec l'hypothèse fondamentale de la dominance des interactions de grande portée.

D'une manière générale on retrouve pour les interactions $K^- p$ ce qu'avaient montré les études faites sur les interactions ηp et $K^+ p$, c'est-à-dire un accord relativement bon pour les réactions qui seraient dominées par l'échange d'un pseudoscalaire, et des difficultés pour ce qui concerne l'échange d'un méson vectoriel (réf. 49).

CHAPITRE VI

CONCLUSION GENERALE

Les modèles périphériques classiques ne conduisent pas à une bonne compréhension des réactions $K^- p \rightarrow \Lambda^0 +$ boson, bien qu'avec un certain nombre d'hypothèses plus ou moins arbitraires il soit possible d'éliminer les principales difficultés.

Ces réactions présentent toutefois une caractéristique qui autorise peut-être une autre approche plus satisfaisante. En effet il a été montré que les catégories principales de réactions observées présentent, dans chacune d'elles, un comportement similaire (sections efficaces totales et différentielles) :

$$K^- p \rightarrow 0^- + \Lambda^0 \quad (\pi^0, \eta^0, x^0)$$

$$K^- p \rightarrow 1^- + \Lambda^0 \quad (\rho^0, \omega^0, \varphi^0)$$

$$K^- p \rightarrow 2^+ + \Lambda^0 \quad (f^0)$$

Ces réactions ont des distributions angulaires de production de moins en moins piquées. Les différences parmi les réactions $K^- p \rightarrow \Lambda^0 + 1^-$ peuvent être comprises avec la théorie du mélange $\omega - \varphi$ dans le cadre du groupe SU (3) qui relie les réactions $\Lambda^0 \varphi^0$, $\Lambda^0 \omega^0$ et $\Lambda^0 \rho^0$. Aucun désaccord n'est observé.

6-1 - Les réactions $K^- p \longrightarrow 0^- + 1/2^+$

Revenant alors à la première de ces réactions

$$K^- p \longrightarrow \Lambda^\circ + 0^-$$

il est intéressant de noter (fig.36) que la section efficace différentielle, à la normalisation près, reproduit bien celle que l'on observe pour les réactions

$$K^- p \longrightarrow K^- p$$

$$K^- p \longrightarrow \Sigma^+ \pi^-$$

En identifiant voie u et voie t on observe le même comportement pour $K^- p \longrightarrow \Sigma^- \pi^+$

Enfin la réaction $K^- p \rightarrow \overline{K^\circ} n$ n'est pas en profond désaccord si l'on admet un biais de détection des $\overline{K^\circ}$ les plus rapides, ce qui s'explique assez bien avec une chambre assez courte.

Il est alors tentant de conclure que les réactions $K^- p \longrightarrow \Lambda^\circ 0^-$ font partie de l'ensemble des réactions :

$$\boxed{K^- p \longrightarrow 1/2^+ \; 0^-}$$

et qu'à haute énergie l'ensemble de ces réactions ont le même comportement, actuellement non interprèté mais caractérisé par la présence d'un pic de diffraction .

Dans ce modèle diffractif, la particule $1/2^+$ comme la particule 0^- pourraient sortir vers l'avant, les grandeurs relatives des constantes de normalisation et la particule émise vers l'avant étant déterminées par le saut de charge, de nombre baryonique, d'étrangeté, de spin isobarique entre le K^- et la particule étudiée.

La section efficace différentielle $K^- p \longrightarrow \Xi^- K^+$ (58)

semble en désaccord avec ce modèle diffractif, mais il est possible que l'énergie soit insuffisante et surtout qu'il y ait un biais important dans la détection, la mesure et le traitement cinématique des Ξ très lents.

A grande énergie les amplitudes de diffusion élastique (conduisant à la figure de diffraction) sont purement imaginaires. Il n'y a donc pas à attendre de corrélations angulaires, conformément à ce qui est observé ici.

L'élément essentiel pour la classification des réactions serait alors l'ensemble spin-parité, le clivage entre les réactions étant une fonction du nombre baryonique, de l'étrangeté, du spin isobarique et de la charge.

Il est frappant de retrouver ici les concepts fondamentaux ayant mené à la classification des particules en appliquant la théorie des groupes.

6-2 - Réactions avec changement des spins

Passant maintenant aux réactions

$$K^- p \rightarrow \Lambda^0 + 1^-$$

leur similarité s'expliquent naturellement, tandis que les différences découlent directement de SU (3). La comparaison avec les réactions

$$\left\{\begin{array}{ll} K^- p \rightarrow \Xi^- & K^{*+} \\ K^- p \rightarrow \Sigma^+ & \rho^- \\ K^- p \rightarrow \Sigma^- & \rho^+ \\ K^- p \rightarrow p & \bar{K}^{*-} \\ K^- p \rightarrow n & \bar{K}^{*0} \end{array}\right.$$

n'offre pas de grosse contradiction avec l'hypothèse suivant laquelle le caractère essentiel des réactions provient des spins-parités des objets sortants (57, 56, 48), quoique les pentes diffèrent peut-être entre elles (Certaines de ces réactions sont encore peu étudiées).

Les mêmes caractères rassemblent les réactions $K p \to \frac{3}{2}^+ 0^-$

Les réactions $K^- p \to Y^* \pi$ illustrent de manière frappante le modèle qui vient d'être présenté; parmi toutes ces réactions (fig.37) la seule qui soit aussi piquée que la réaction $K^- p \to K^- p$ est la réaction

$$K^- p \to Y^*_{(1405)} \pi^0$$

et le $Y^*_{(1405)}$ est le seul Y^* de spin 1/2 ! (sa parité, encore mal établie, semble être -1).

6-3 - Conclusion

Il est tentant d'expliquer les réactions $K^- p \to \Lambda^0 +$ méson à 3 Gev/c en les traitant comme un sous ensemble des réactions entre les représentations de SU (3) dont font partie les particules sortantes. Il faudrait introduire une diffusion élastique généralisée au sens de SU (3). Dans le cas où un spin est introduit, il faudrait introduire une intéraction changeant l'une au moins des représentations associée à une diffusion élastique entre les nouvelles représentations.

Il y a beaucoup à faire pour étayer cette hypothèse sur le plan théorique.

Sur le plan expérimental, et cette conclusion-ci n'est malheureusement pas originale, il faut recommencer l'expérience avec une plus grande chambre, une plus grande statistique, et à plusieurs énergies. Cette dernière condition est particulièrement importante pour l'étude des mécanismes

de production. La comparaison des résultats présentés ici avec ceux d'expériences à énergies différentes aurait été intéressante si elle avait pu être menée, mais il y a malheureusement peu de résultats publiés, sauf en partie à 2,2 Gev/c où les sections efficaces qui ont été publiées montrent un comportement peu différent de celui qui a été observé à 3 Gev/c tant en forme qu'en valeur absolue, à l'exception de quelques réactions comme $\Lambda^0\eta^0$ et $\Lambda^0\omega^0$ dont les auteurs de l'expérience estiment qu'elles sont peut-être encore sous l'effet des résonances dans la voie d'entrée. Moins spectaculaire que l'identification de nouvelles particules ou l'étude de leurs nombres quantiques, la compilation de toutes les données disponibles sur les mécanismes de production est cependant nécessaire à la compréhension des interactions des particules élémentaires.

ANNEXE I

FORMULES D'OPTIQUE DES FAISCEAUX DANS L'APPROXIMATION DES LENTILLES MINCES

I - Formule de base

Après la traversée d'une lentille mince, de convergence C, la pente y'_1 d'une trajectoire devient $\boxed{y'_2 = y'_1 - C\,y}$ (notations sur figure A-1) (axe des x le long du faisceau, axe y perpendiculaire).

Cette formule permet de mener tous les calculs de tracés de rayons, de proche en proche le long du faisceau, en particulier c'est la méthode la plus simple pour estimer avec une assez bonne précision la dispersion et les aberrations chromatiques d'un faisceau dont les convergences auraient été calculées comme ci-dessous.

2 - Doublet, images confondues dans les deux plans de symétrie

Notations sur la figure 2.

$$C_1^2 = \frac{1}{f_1^2} = \frac{(d+a)(b+d+a)}{a^2 d\,(b+d)}$$

$$C_2^2 = \frac{1}{f_2^2} = \frac{(b+d)(b+d+a)}{b^2 d\,(d+a)}$$

grandissement linéaire $\gamma = -\dfrac{b - \dfrac{d f_2}{d - f_1 - f_2}}{a - \dfrac{d f_1}{d - f_1 - f_2}}$

attention $f > 0$ dans le plan où la lentille est convergente

$f < 0$ dans le plan où la lentille est divergente

Grandissement angulaire $= 1/\beta$ (formule de Lagrange-Helmholtz)
(ou théorème de Liouville)

Position du plan principal image $\overline{S_2 H^1} = \frac{d f_2}{d - f_1 - f_2}$

- - - objet $\overline{S_1 H} = - \frac{d f_1}{d - f_1 - f_2}$

Position du foyer image $\overline{S_2 F^1} = \frac{f_2 (d - f_1)}{d - f_1 - f_2}$

- - objet $\overline{S_1 F} = - \frac{f_1 (d - f_2)}{d - f_1 - f_2}$

Acceptance maximum : $\omega = \frac{l^2}{a\, b\, \beta}$ $\left\{ \begin{array}{l} l = \text{diamètre des lentilles} \\ \beta = \text{grandissement angulaire dans} \\ \quad \text{le plan où } Q_2 \text{ est convergente} \end{array} \right.$

3 - Images non confondues dans les deux plans de symétrie (Fig.3)

$$C_1^2 = \frac{(a+d)\left[(a+d)(b+c) + 2bc\right]}{a^2 d\left[b(c+d) + c(b+d)\right]}$$

C_2 racine positive de l'équation :

$$2\, bc\, d\,(a+d)\, C_2^2 - 2d\,(a+d)(b-c)\, C_2 - \left[(a+c+d)(b+d) + (a+b+d)(c+d)\right] = 0$$

à résoudre numériquement.

Pour la suite le plus simple est de tracer des rayons par la méthode du paragraphe I . Par exemple, partant avec la pente 1 dans un plan, on obtient la pente à l'image, d'où le grandissement angulaire et son inverse le grandissement linéaire, ou encore, partant hors de l'axe avec une pente nulle, la position des foyers.

4 - Dispersion - Aberration chromatique

Dans un aimant déflecteur $\frac{d\theta}{\theta} = - \frac{dp}{p}$, tracer la trajectoire d'un rayon partant du centre de l'aimant déflecteur avec une pente $d\theta$; la dispersion est sa distance à l'axe du faisceau à l'en-

droit de l'image.

Pour les aberrations chromatiques, remplacer C par $C-\frac{d\rho}{\rho}=C\left(1-\frac{d\rho}{\rho}\right)$ la même méthode avec pente initiale 1 donne l'aberration unité, à rapporter à l'ouverture réelle du faisceau.

5 - Précision

Les convergences sont insuffisantes à 10 % près en moyenne. Le grandissement et les aberrations sont correctes à ± 5 % près. L'acceptance est surestimée de 20 % en moyenne.

Tout ceci par rapport aux résultats de calculs précis tenant compte de tous les effets du second ordre (faits à l'ordinateur électronique)

6 - Calcul de l'intensité

Pour estimer l'intensité, on cherche par tracé des rayons et remplissage des éléments les demi-angles limites α_V et α_H à la cible. Soit N_0 le nombre de particules par stéradian par Gev/c par 10" protons

L'acceptance est $\omega = 4\alpha_V\alpha_H$

et $I = \omega \mathcal{f} N_0 \rho \left(\frac{\Delta p}{p}\right) e^{-\frac{D}{\frac{p}{mc}c\tau}}$

où $\mathcal{f}$ est le rendement de la cible

D la longueur totale du faisceau

τ la vie moyenne des particules considérées.

Enfin rappelons que la séparation angulaire dans un séparateur électrostatique est :

$$\gamma = \frac{VL}{hp}\left(\frac{1}{v_2}-\frac{1}{v_1}\right)$$

ou $\alpha = \frac{V L}{2 h p^3} (m_2^2 - m_1^2)$ pour des particules relativistes.
(V = tension en MV , longueur du séparateur en m , la distance entre électrodes en m , p en Gev/c, vitesses en unité vitesse de la lumière, α en milliradians).

La séparation est $\alpha \Delta$ (en mm si Δ en m).

Δ distance du centre du séparateur à l'image si aucune optique derrière le séparateur.

Δ distance focale image de l'optique si le faisceau est cylindrique dans le séparateur.

Fig. A-1

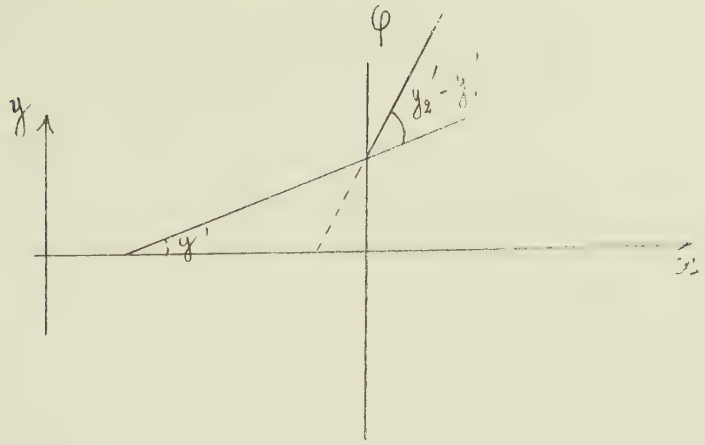
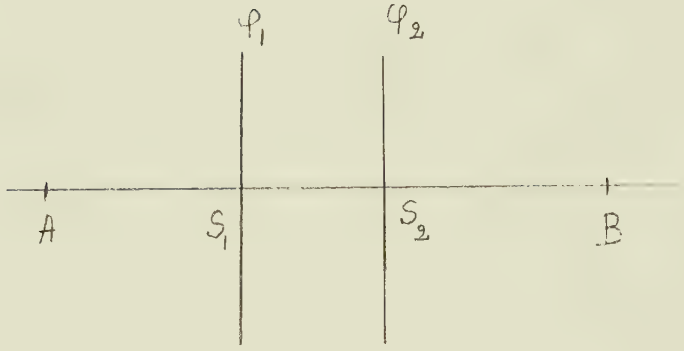
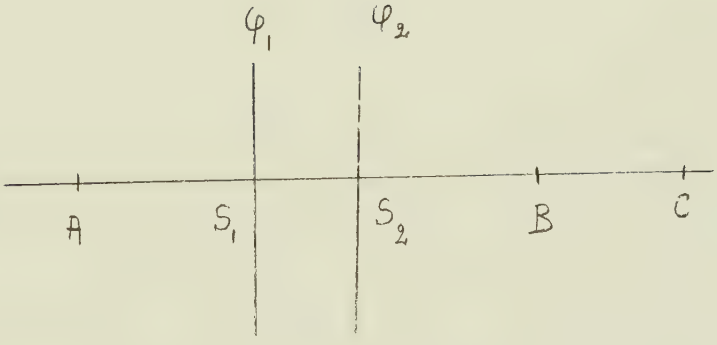


Fig. A-2



$\overline{AS_1} = a$
$\overline{S_1S_2} = d$
$\overline{S_2B} = b$

Fig. A-3



$\overline{S_2B} = b$
$\overline{S_2C} = c$

ANNEXE II

Le faisceau comprenait 9 quadrupoles de 1m. L'utilisation des 8 premiers a déjà été justifiée. Le neuvième servait à concentrer horizontalement le faisceau pour lui permettre de passer dans l'ouverture de la culasse de l'aimant de la chambre à bulles puis dans la fenêtre mince d'entrée dans la chambre (7 x 12cm²). Ce quadrupôle étalait donc verticalement le faisceau, en restant dans cette limite de 12cm, améliorant aussi la différentiation des traces par les opératrices de dépouillement et de mesure. Il y avait de même 5 aimants de 2m., le dernier destiné à balayer le bruit de fond créé par la deuxième fente de masse. Enfin furent utilisés deux séparateurs de 10m du CERN (avec chacun deux alimentations électrostatiques de 600 kv, 4 mA, stabilisées à 10^{-4}) à chaque séparateur étaient adjoints deux aimants standard de 1m montés de sorte à avoir un champ horizontal. De plus un aimant de ce genre, non standard, fut utilisé à l'entrée de la chambre pour vaincre le champ de fuite de l'aimant de la chambre à bulles.

Les aimants étaient alimentés par des génératrices standard, de stabilité allant de $0,5 \times 10^{-2}$ à $0,5 \times 10^{-3}$, ces dernières servant à l'alimentation des aimants définissant l'impulsion du faisceau. Les courants étaient lus par opposition sur un pont de Wheatstone d'une pile (fréquemment contrôlée avec une pile étalon) avec la tension aux bornes d'un shunt de précision ($< 0,5 \times 10^{-3}$) de 1 ou 1,5m Ω selon le cas placé sur la génératrice. D'autres shunts de précision 10^{-2} servaient à alimenter pour chaque aimant un enregistreur multicanaux sur bande de

papier, afin de visualiser les dérives. Par la suite le pont classique fut remplacé par un voltmètre digital permettant une lecture quasi instantanée et une surveillance plus serrée des tensions. Il fut construit 5 Collimateurs télécommandés et télémesurés (1 pour l'ouverture verticale, 1 pour l'ouverture horizontale, 1 pour l'analyse en impulsion, et 1 pour chaque fente d'analyse de masse).

Le matériel de détection et comptage était classique (scintillateurs couvrant tout le faisceau, ou scintillateurs étroits montés sur support mobile afin d'analyser la structure du faisceau, photomultiplicateurs ordinaires, circuits de coïncidence avec une résolution de l'ordre de 20 à 50 n_s , échelles à 5 ou 10 Mhz selon le comptage à faire, moniteur direct de la cible par comptage de γ énergiques, compteur Cerenkov à seuil à éthylène).

ANNEXE III

Par tradition ou par extrapolation de sa variation au cours du temps on a admis que le rapport $\frac{K_2^0 \to \pi^+\pi^-}{K_{tot}} = 2/3$ (règle $\Delta I = 1/2$) alors que le rapport de branchement expérimental est de 68.5 ± 1%.

Par convention une particule non détectée est entre parenthèses.

Table A 1

Mode	Contribution
1 évènement $\Lambda^\circ K_1^\circ K_2^\circ$	
$\Lambda^\circ K_1^\circ (K_2^\circ)$	2/3 x 2/3 x 1 = 4/9
$\Lambda^\circ (K_1^\circ)(K_2^\circ)$	2/3 x 1/3 x 1 = 2/9
$K_1^\circ (\Lambda^\circ) (K_2^\circ)$	2/3 x 1/3 x 1 = 2/9
$(\Lambda^\circ)(K_1^\circ)(K_2^\circ)$	1/3 x 1/3 x 1 = 1/9
1 évènement $\Lambda^\circ K_1 K_1$	
$\Lambda^\circ K_1 K_1$	2/3 x 2/3 x 2/3 = 8/27
$\Lambda^\circ K_1 (K_1)$	2 x (2/3 x 2/3 x 1/3)= 8/27
$(\Lambda^\circ) K_1 K_1$	1/3 x 2/3 x 2/3 = 4/27
$\Lambda^\circ (K_1 K_1)$	2/3 x 1/3 x 1/3 = 2/27
$K_1 (\Lambda^\circ K_1)$	2 x (2/3 x 1/3 x 1/3)= 4/27
$(\Lambda^\circ)(K_1 K_1)$	1/3 x 1/3 x 1/3 + 1/27
1 évènement $K_2 K_2$	
$\Lambda^\circ (K_2)(K_2)$	2/3
$(\Lambda^\circ)(K_2)(K_2)$	1/3

Table A 2 $K^- p \to \Lambda^0 K_1 K_1 + 2\,\Lambda^0 K_1 K_2 + \Lambda^0 K_2 K_2 = a\ (\Lambda K \bar{K})$

$\Lambda^0 K_1 K_1$	2a/27
$\Lambda^0 K_1 (K_2)$ $\Lambda^0 K_1 (K_1)$	2a/9 2a/27 = 8a/27
$K_1 K_1 (\Lambda^0)$	a/27

ANNEXE IV

Soit $F = F_{01}\beta_1^2 + F_{02}\beta_2^2 + F_{03}\beta_3^2 + F_{04}\beta_1\beta_2 + F_{05}\beta_1\beta_3 + F_{06}\beta_2\beta_3$

$+ F_{11}\beta_1^2\alpha_1 + F_{12}\beta_2^2\alpha_1 + F_{13}\beta_3^2\alpha_1 F_{14}\beta_1\beta_2\alpha_1 + F_{15}\beta_1\beta_3\alpha_1 F_{16}\beta_2\beta_3\alpha_1$

$+ - - -(\alpha_2)$

$+ - - -(\alpha_3)$

F étant la probabilité de désintégration normalisée à 1.

Calculons par exemple $\langle \beta_1 \beta_3 \rangle = \int \frac{d\Omega_\alpha}{4\pi} \times \frac{d\Omega_\beta}{4\pi} F \beta_1 \beta_2$

Tout terme linéaire en α_1, α_2 ou α_3 disparait. En effet les variables se séparent et par exemple

$$\int \alpha_1 \, d\Omega_\alpha = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \cos\theta_\alpha \sin\theta_\alpha \, d\theta_\alpha \, d\varphi_\alpha = 2\pi \int_0^\pi \cos\theta \sin\theta \, d\theta = 0$$

De même $$\int \alpha_2 \, d\Omega_\alpha = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin\theta_\alpha \cos\varphi_\alpha \sin\theta_\alpha \, d\theta_\alpha \, d\varphi_\alpha = \int_0^\pi \sin^2\theta_\alpha \, d\theta_\alpha \int_0^{2\pi} \cos\varphi_\alpha \, d\varphi_\alpha = 0$$

De la même manière, en remplaçant l'indice α par l'indice β on voit que chaque intégrale où l'un des nombres $\beta_1 \beta_2 \beta_3$ n'intervient pas au carré est nulle. Ainsi par exemple

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{2\Omega_\beta}{4\pi} F_{01} \beta_1^3 \beta_2 = \frac{F_{01}}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin^3\theta_\beta \sin\varphi_\beta \cos^3\theta_\beta \, d\theta_\beta \, d\varphi_\beta = 0$$

puisqu'on intègre $\sin\varphi_\beta$ sur une période.

Il semble inutile de reproduire ici la suite de ces calculs élémentaires. En fin de compte le seul terme qui reste dans le calcul de $< \beta_1 \beta_2 >$ est le terme en $F_{04} \beta_1 \beta_2$

$$< \beta_1 \beta_2 > = \iint \frac{d\Omega_\alpha}{4\pi} \times \iint \frac{F_{04}}{4\pi} \beta_1^2 \beta_2^2 = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{F_{04}}{4\pi} \cos^2\theta_\beta \sin^2\theta_\beta \cos^2\varphi_\beta \, d\varphi_\beta \sin\theta_\beta \, d\theta_\beta \, d\varphi_\beta$$

Comme

$$\int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi \, d\varphi = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (1 + \cos 2\varphi) \, d\varphi$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (1 + \cos 2\varphi) \, d 2\varphi$$

$$= \pi$$

et que

$$\int_0^\pi \cos^2\theta \sin^2\theta \sin\theta \, d\theta = \int_{\theta=\pi}^0 \cos\theta \, (1 - \cos^2\theta) \, d\cos\theta$$

$$= \int_{-1}^{1} x^2 (1 - x^2) \, dx$$

$$= 2 \left(\frac{1}{3} - \frac{1}{5} \right) = \frac{4}{15}$$

il vient $< \beta_1 \beta_2 > = \frac{1}{15} F_{04}$

Tous les autres calculs se mènent d'une manière aussi simple. Il paraît inutile de les recopier.

ANNEXE V

Cette annexe contient une série de tables résumant les estimations des divers paramètres caractérisant les différentes réactions étudiées.

Table 1 : sections efficaces et coefficients des développements en polynômes de Legendre des distributions angulaires de production.

Table 2 : Composantes du vecteur unitaire porté par le proton dans la désintégration du Λ^0 (axes définis au chapitre III) pour les réactions à méson pseudoscalaire.

Table 3 : Corrélations de désintégrations des mésons vectoriels.

Table 4 : Matrice densité des mésons vectoriels.

Table 5 : Matrice densité du f^0 (2^+).

TABLE 1

Réaction	σ µb	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	a_7	a_8	a_9	a_{10}
$\Lambda^\circ \pi^\circ$	138 ± 15	0.65	0.73	0.62	0.46	0.36	0.24	-0.05	-0.28	-0.39	-0.57
$\Lambda^\circ \eta^\circ$	65 ± 20	0.71	0.63	0.62	0.41	0.31	0.13	-0.14	-0.21	-0.27	-0.47
$\Lambda^\circ X^\circ$	71 ± 20	0.78	0.90	0.76	0.66	0.49	0.16	-0.09	-0.36	-0.51	-0.63
$\Lambda^\circ \varphi^\circ$	72 ± 12	0.78	0.36	-0.06	-0.30	-0.27	-0.11	-0.03	-0.02	0.03	0.02
$\Lambda^\circ \omega^\circ$	131 ± 17	[illegible]	0.79	0.42	-0.60	0.04	-0.37	-0.10	-0.42	-0.22	-0.06
$\Lambda^\circ \rho^\circ$	100 ± 20	0.22	0.30	0.16	0.11	-0.02	-0.05	-0.11	-0.03	-0.01	-0.02
$\Lambda^\circ f^\circ$	60 ± 15	-0.02	0.07	0.14	0.01	-0.03	-0.13	-0.03	-0.05	0.002	-0.06
erreur statistique moyenne		0.05	0.05	0.06	0.07	0.08	0.08	0.09	0.10	0.11	0.12

Il n'est pas tenu compte de l'erreur de mesure sur $\cos\theta^*$.

Pour mémoire $a_0 = 0.707$

TABLE 2

	F_1	F_2	F_3
$\Lambda^0\pi^0$	0.128 ± 0.046	-0.109 ± 0.046	-0.066 ± 0.046
$\Lambda^0\pi^0$ coupé en masse manquante	0.073 ± 0.056	-0.078 ± 0.058	-0.121 ± 0.054
$\Lambda^0 p^0$	0.021 ± 0.084	-0.038 ± 0.089	-0.073 ± 0.080
$\Lambda^0 X^0$	-0.070 ± 0.084	-0.167 ± 0.086	0.009 ± 0.083

Pour mémoire F_1 et F_2 doivent être nuls (parité conservée à la production). F_3 représente la polarisation transversale seule possible.

TABLE 3

θ vers l'avant	k = 1	2	3	4	5	6
i = 0	1.01 ± 0.16	0.43 ± 0.15	1.5 ± 0.18	- 0.34 ± 0.30	- 0.39 ± 0.33	- 0.23 ± 0.25
1	0.79 ± 0.53	- 0.13 ± 0.47	- 0.11 ± 0.61	- 1.25 ± 0.75	0.81 ± 1.000	0.19 ± 0.70
2	0.096 ± 0.490	- 0.1125 ± 0.440	0.112 ± 0.62	- 0.14 ± 0.75	25 ± 1.	21 ± 1.5
3	1.23 ± 0.62	- 0.52 ± 0.47	0.47 ± 0.67	0.22 ± 0.75	0.37 ± 1.110	0.59 ± 0.75

φ tous	k = 1	2	3	4	5	6
i = 0	1.44 ± 0.32	0.69 ± 0.32	0.81 ± 0.30	0.66 ± 0.60	- 0.03 ± 0.69	0.21 ± 0.43
1	- 1.48 ± 1.11	- 0.075 ± 1.30	- 1.12 ± 0.75	- 24 ± 15	- 19 ± 16	- 0.19 ± 1.13
2	0.35 ± 0.96	0.30 ± 0.96	0.95 ± 1.00	0.22 ± 1.15	- 26 1.85	200 ± 160
3	0.75 ± 1.15	0.17 ± 0.88	0.23 ± 0.16	0.32 ± 0.20	- 27 ± 20	18 ± 15

Table des coefficients F_{ik} definis dans le texte .
Les termes hors des encadrements doivent disparaître par conservation de la parité à la production et à la désintégration du boson.

Table 3

(suite)

pvers l'avant	k = 1	2	3	4	5	6
i = 0	0.80 ± 0.23	1 27 ± 0.24	0 93 ± 0.23	0 44 ± 0 5	- 0 81 ± 0.5	0.27 ± 0.5
1	0.18 ± 0.60	0.60 ± 0.60	0.57 ± 0.70	0.18 ± 0.7	0.35 ± 1.4	0.14 ± 1.4
2	- 0.16 ± 0.6	1.37 ± 0.9	- 0 28 ± 0.6	0 08 ± 0.1	1.7 ± 1,0	1.7 ± 1.4
3	0.24 ± 0.7	0.24 ± 0.7	- 0.40 ± 0 7	0.15 ± 0.14	0.56 ± 1.4	0.84 ± 1.4

TABLE 4

Matrices densité

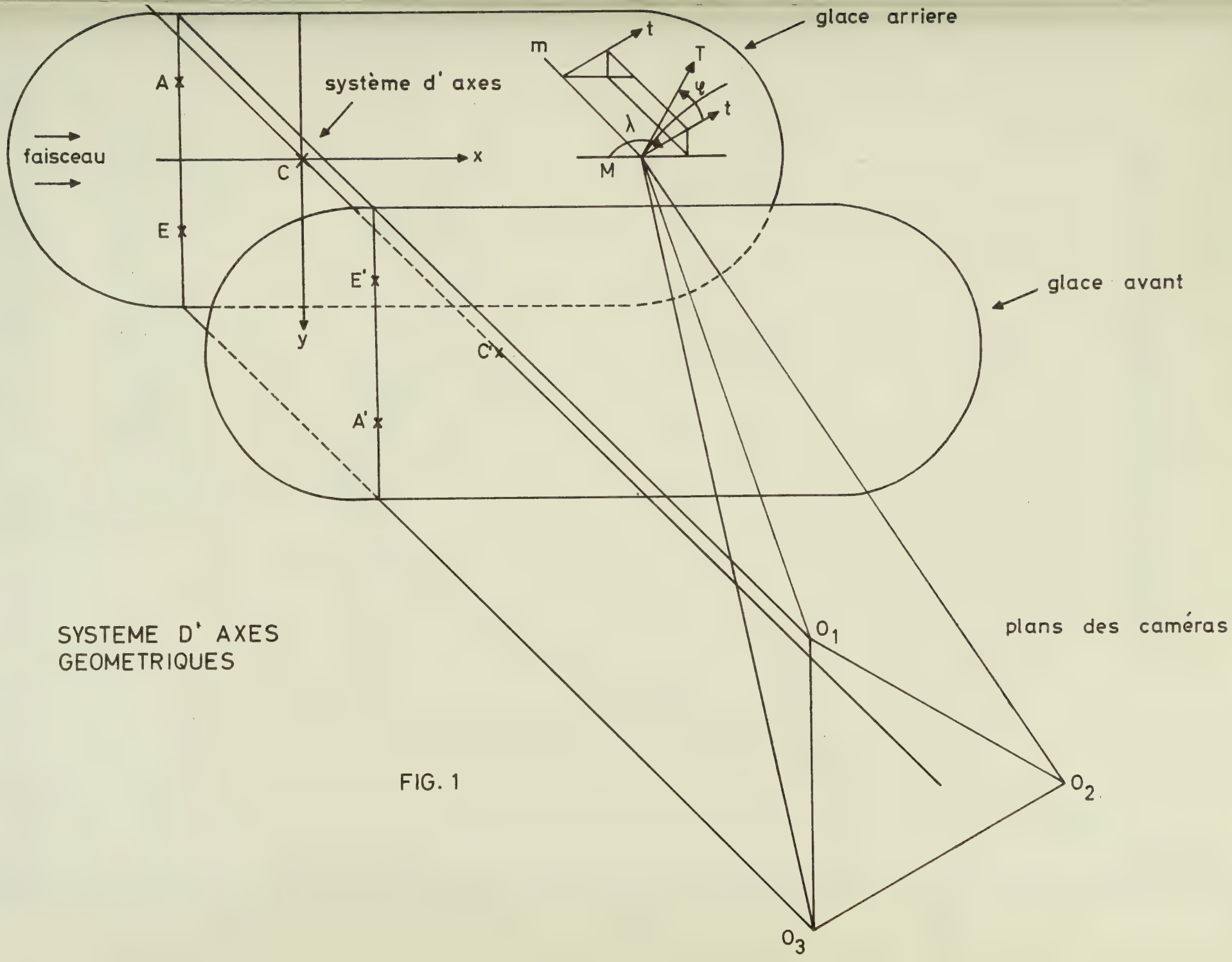
Réaction	Sélection	ρ_{00}	ρ_{1-1}	$Re\,\rho_{10}$
$\Lambda\,\omega$	tous les évènements	0.43 ± 0.10	0.08 ± 0.07	0.05 ± 0.05
$\Lambda\,\omega$	avant	0.31 ± 0.08	0.18 ± 0.08	0.07 ± 0.05
$\Lambda\,\omega$	$\Delta^2 \leq 0.5$ Gev$^2/c^4$	0.24 ± 0.15	0.28 ± 0.12	0.05 ± 0.07
$\Lambda\,\varphi$	tous les évènements	0.27 ± 0.15	-0.17 ± 0.12	0.14 ± 0.10
$\Lambda\,\varphi$	$\Delta^2 \leq 0.5$ Gev$^2/c^4$	0.33 ± 0.27	-0.02 ± 0.18	0.05 ± 0.12
$\Lambda\,\varphi^*$	tous les évènements	0.40 ± 0.17	-0.07 ± 0.12	0.02 ± 0.09
$\Lambda\,\varphi^*$	$\Delta^2 \leq 0.5$ Gev$^2/c^4$	0.46 ± 0.27	0.05 ± 0.17	-0.04 ± 0.11
$\Lambda\,\rho$	tous les évènements	0.28 ± 0.12	0.013 ± 0.12	-0.03 ± 0.07
$\Lambda\,\rho$	Y^{*+} coupé	0.38 ± 0.18	-0.09 ± 0.15	-0.10 ± 0.10
$\Lambda\,\rho$	($\Delta^2 \leq 0.5$ Gev/c^4)	0.20 ± 0.16	0.06 ± 0.16	-0.11 ± 0.10
$\Lambda\,\rho$	Y^{*+} coupé et $\Delta^2 \leq 0.5$ Gev/c^4	0.30 ± 0.20	-0.09 ± 0.10	-0.14 ± 0.18

* Ces données résultent de la combinaison des précédentes avec celles à 3.5 Gev/c aimablement communiquées par Dr S.Baker.

TABLE 5

Matrice densité du 4°

	émis vers l'avant	Tous les évènements
ρ_{00}	0.17 ± 0.07	0.25 ± 0.17
ρ_{11}	0.29 ± 0.04	0.27 ± 0.04
ρ_{22}	0.12 ± 0.08	0.10 ± 0.08
$Re\,\rho_{21}$	0.004 ± 0.06	0.02 ± 0.06
$Re\,\rho_{10}$	-0.08 ± 0.06	-0.07 ± 0.07
ρ_{1-1}	0.04 ± 0.10	0.01 ± 0.09
$Re\,\rho_{20}$	0.06 ± 0.05	0.04 ± 0.05
$Re\,\rho_{2-1}$	0.02 ± 0.06	0.005 ± 0.06
ρ_{2-2}	0.02 ± 0.07	0.04 ± 0.07



SYSTEME D' AXES
GEOMETRIQUES

FIG. 1

FIG. 2

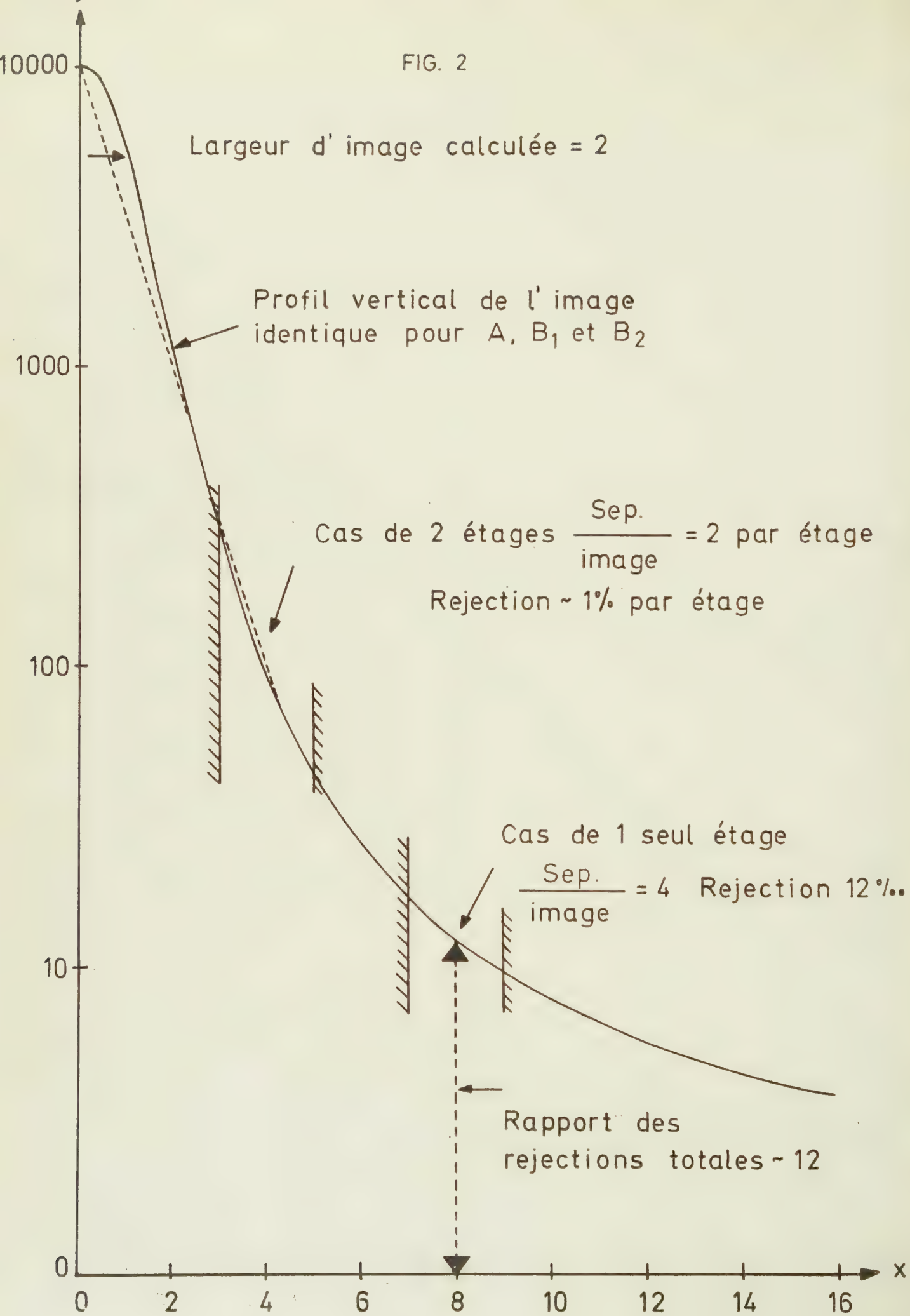
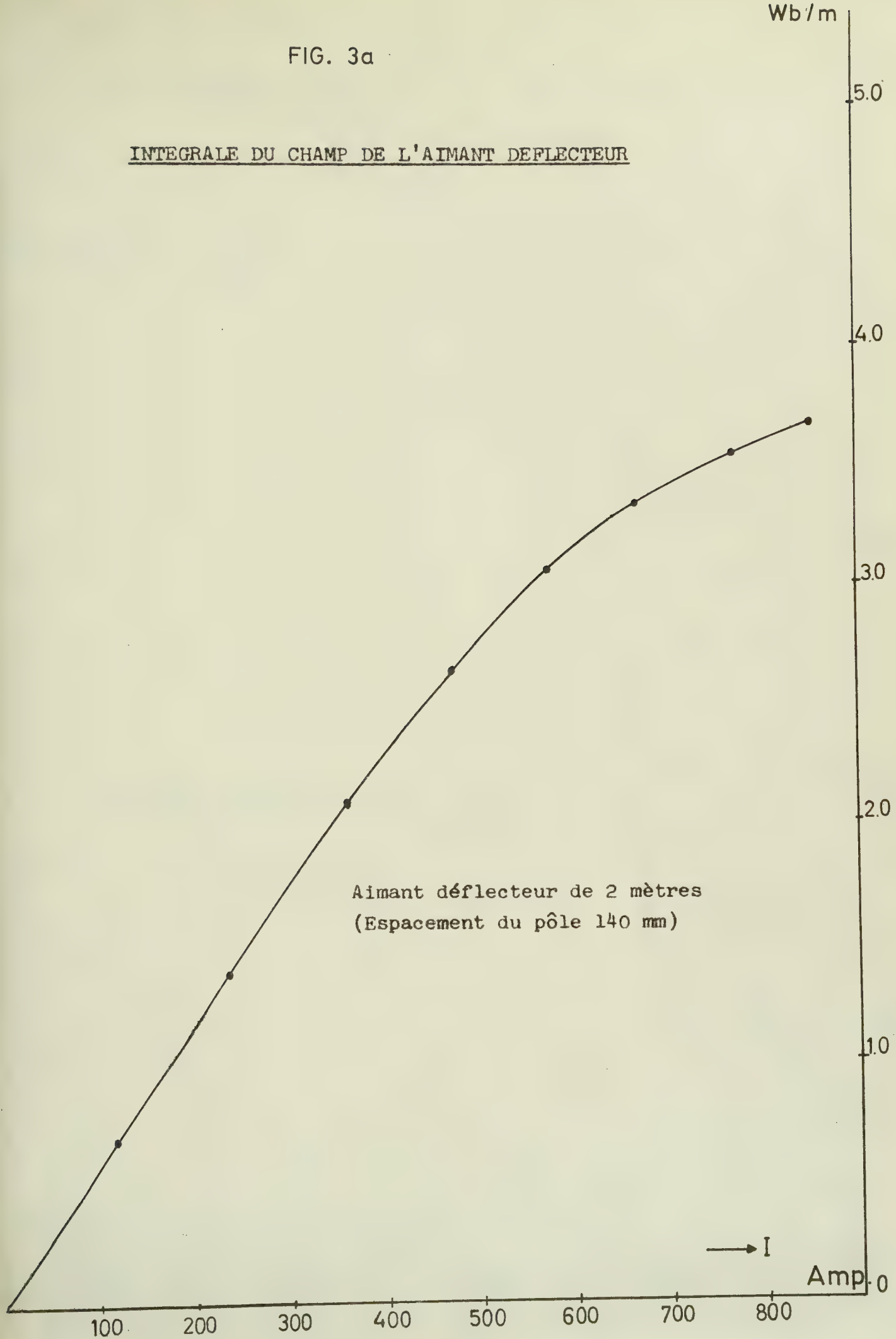

10000
1000
100
10
0
0
2
4
6
8
10
12
14
16
x
Largeur d' image calculée = 2
Profil vertical de l' image identique pour A, B_1 et B_2
Cas de 2 étages $\frac{\text{Sep.}}{\text{image}}$ = 2 par étage
Rejection ~ 1% par étage
Cas de 1 seul étage
$\frac{\text{Sep.}}{\text{image}}$ = 4 Rejection 12 ‰
Rapport des rejections totales ~ 12

FIG. 3a

INTEGRALE DU CHAMP DE L'AIMANT DEFLECTEUR



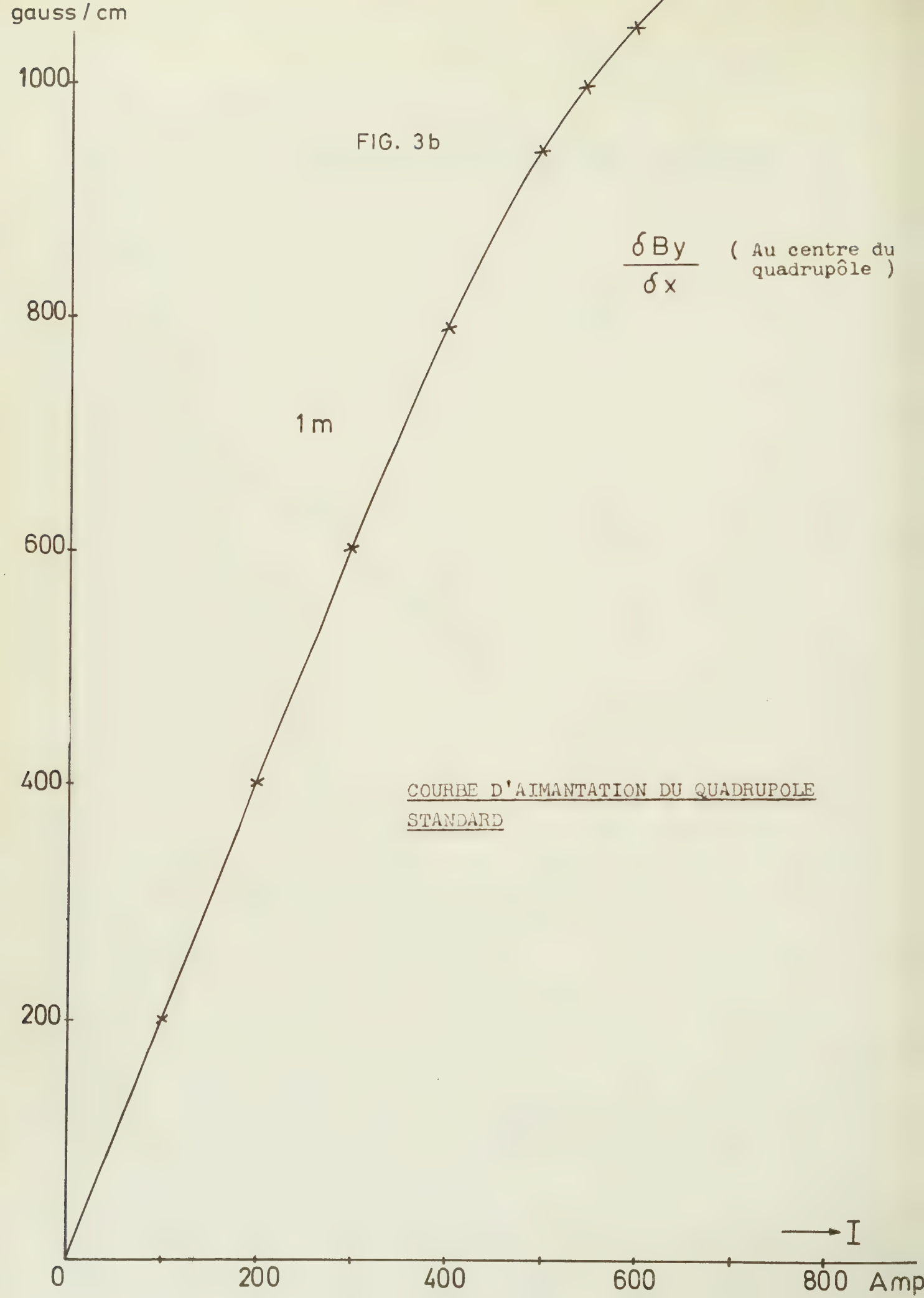


FIG. 3b

COURBE D'AIMANTATION DU QUADRUPOLE STANDARD

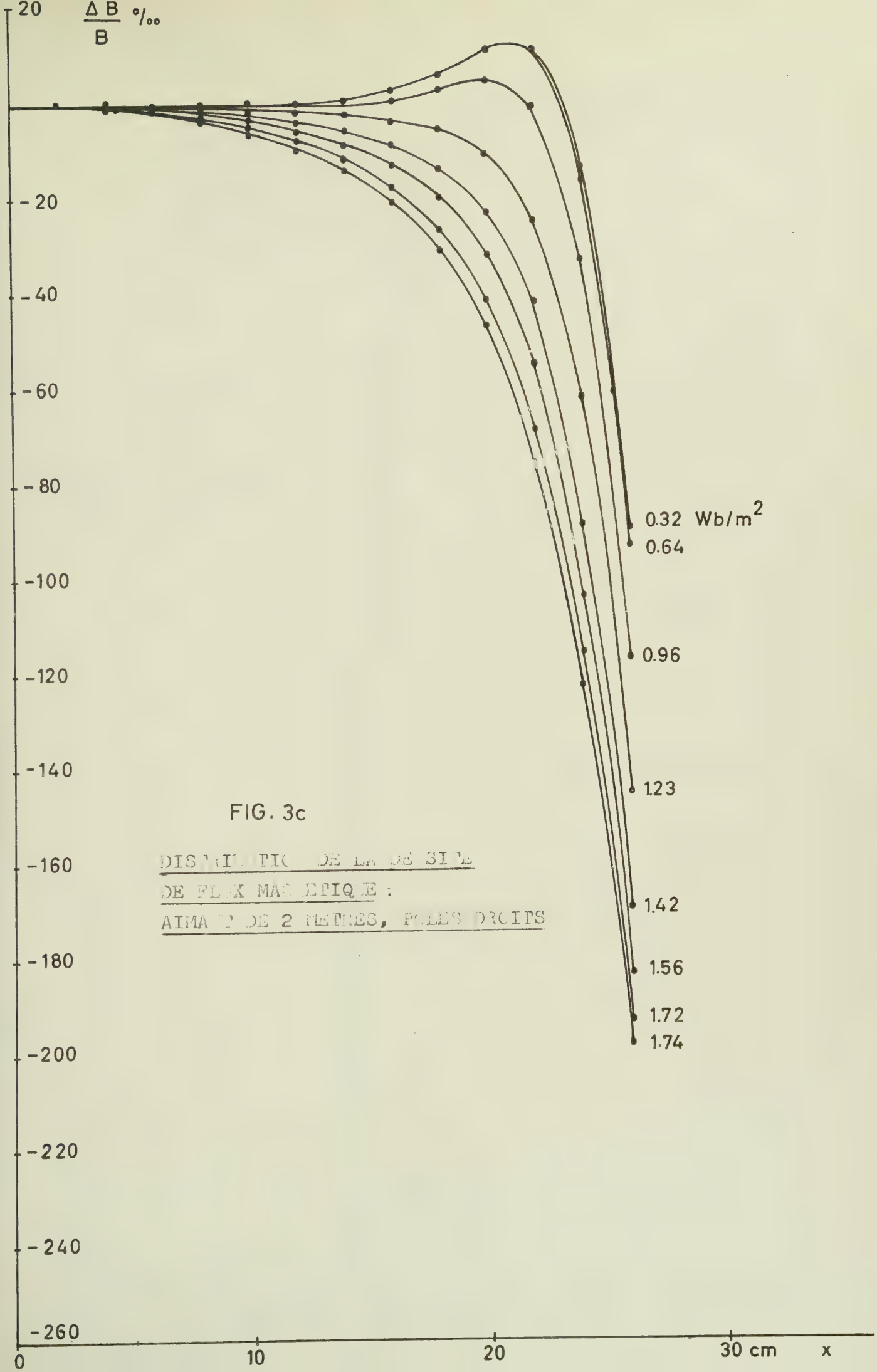


FIG. 3c

DISTRIBUTION DE LA DENSITE DE FLUX MAGNETIQUE :
AIMANT DE 2 METRES, POLES DROITS

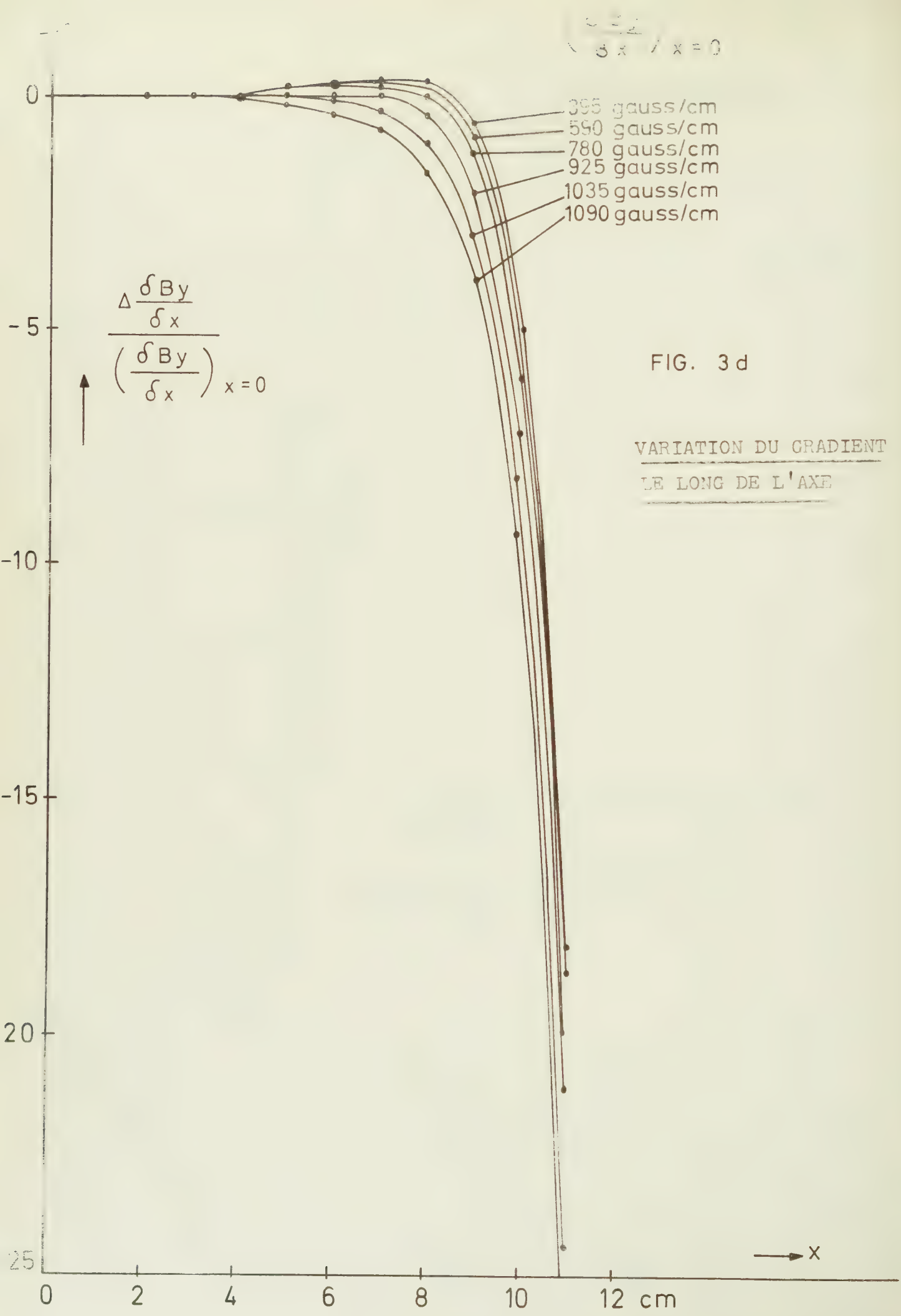
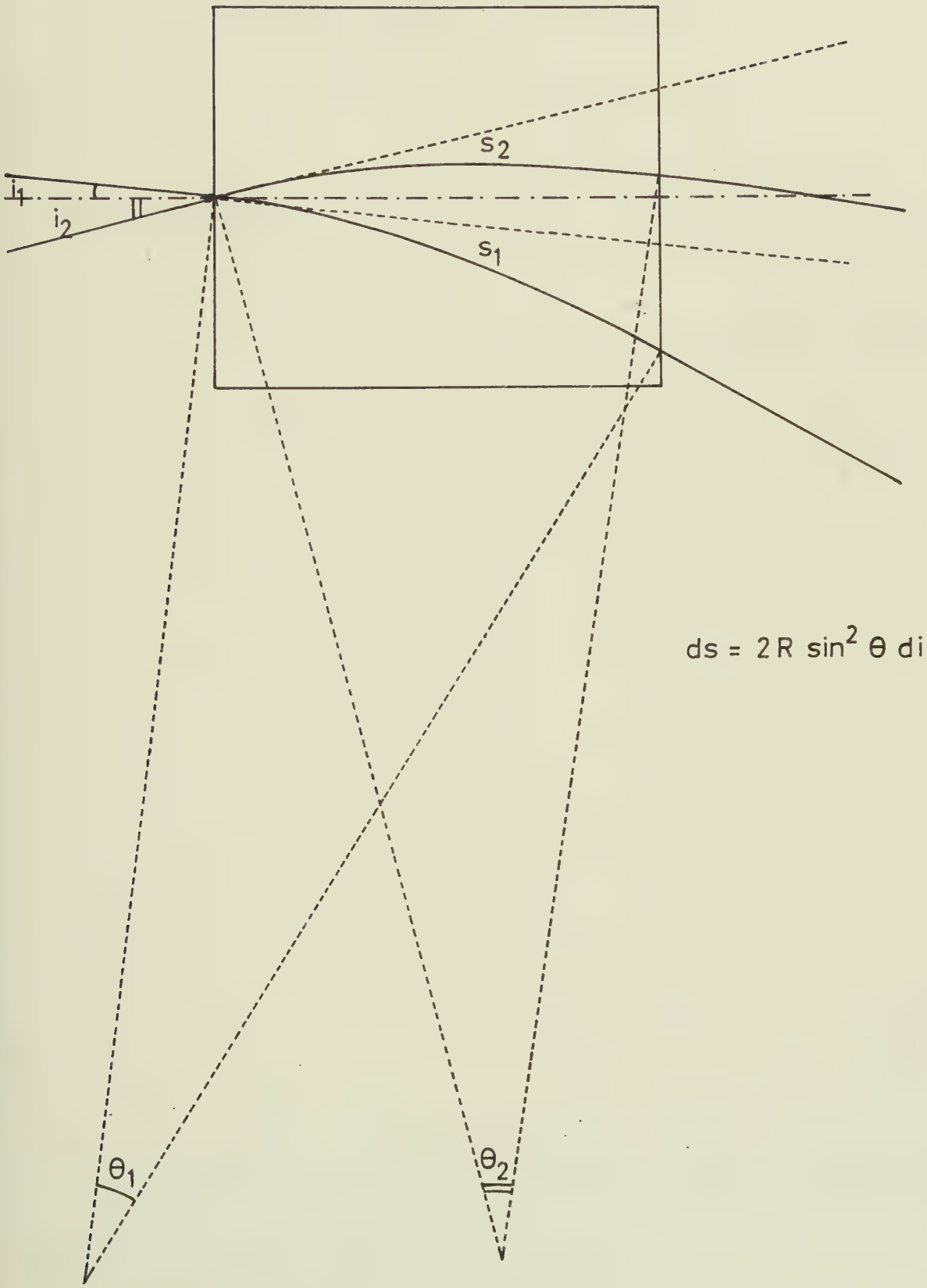


FIG. 3 d

VARIATION DU GRADIENT LE LONG DE L'AXE

FIG. 4



$$ds = 2R \sin^2 \theta \, di$$

FIG. 5

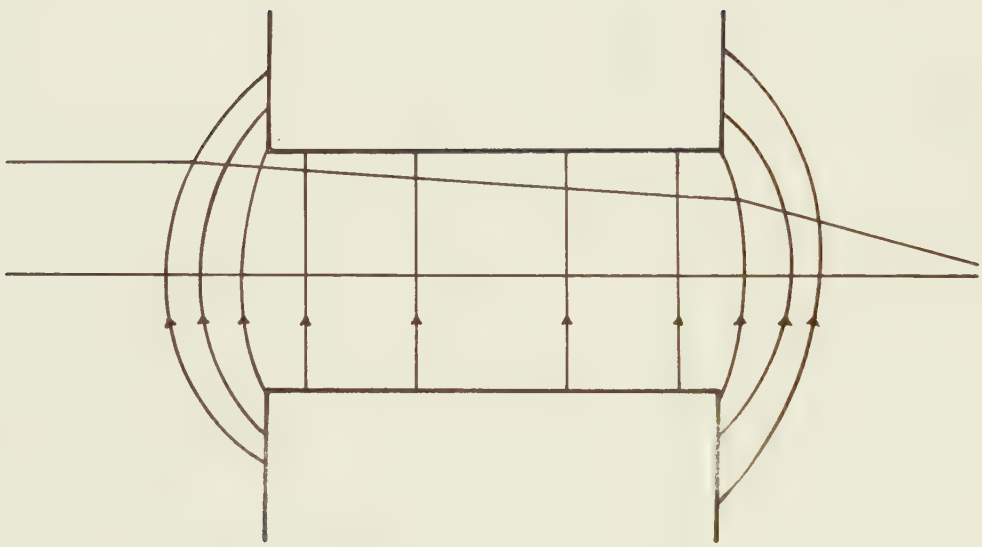


FIG. 6a

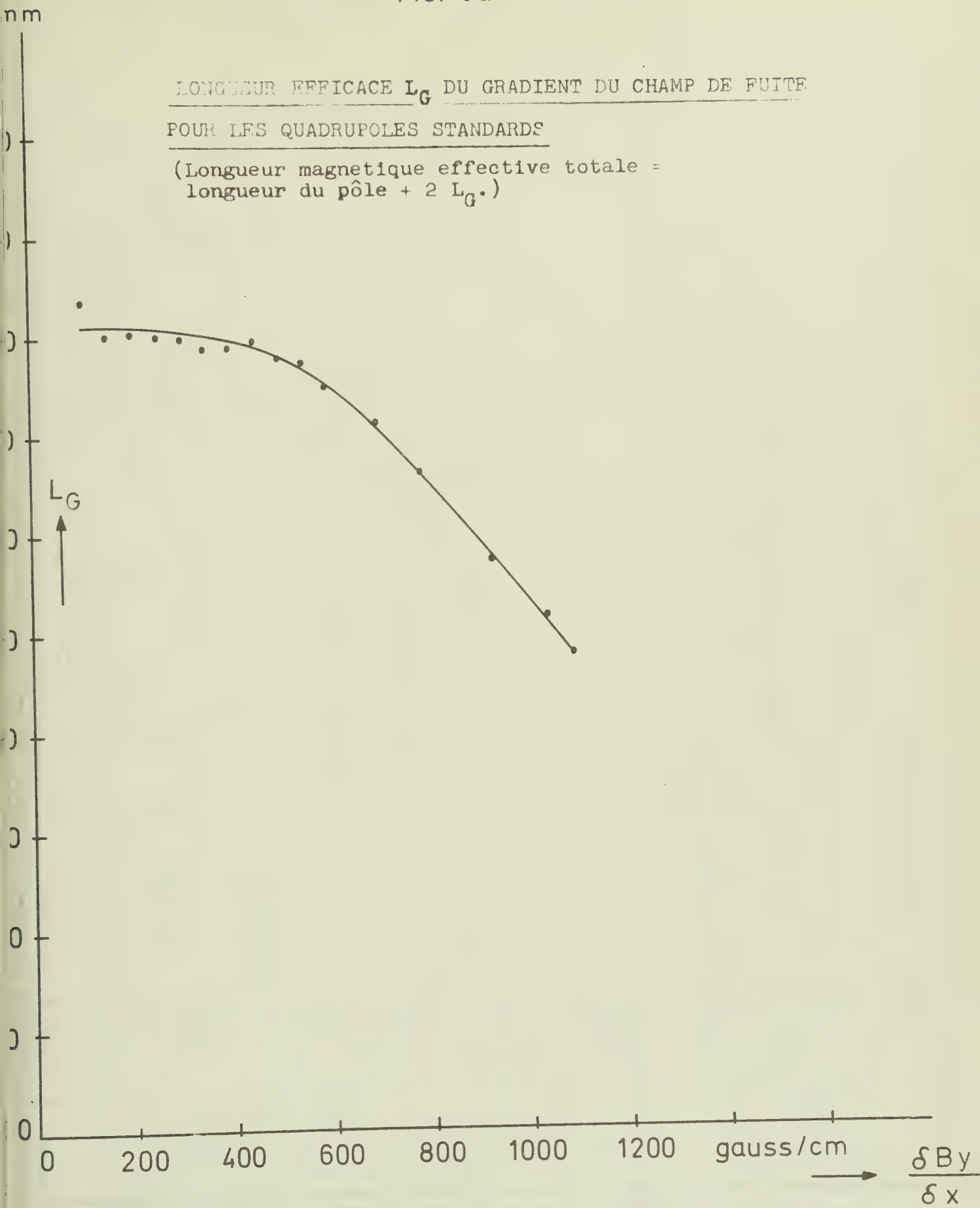
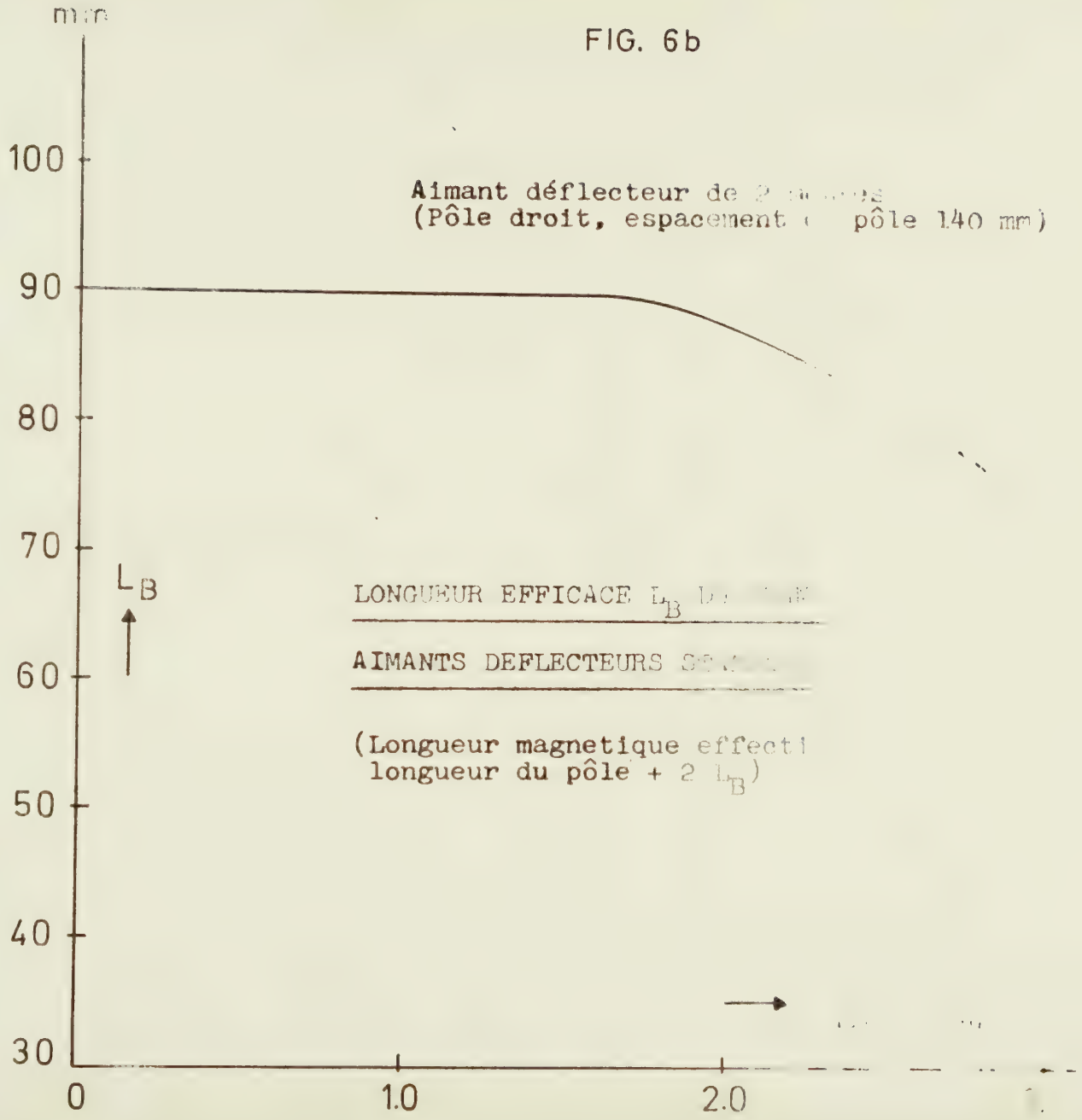
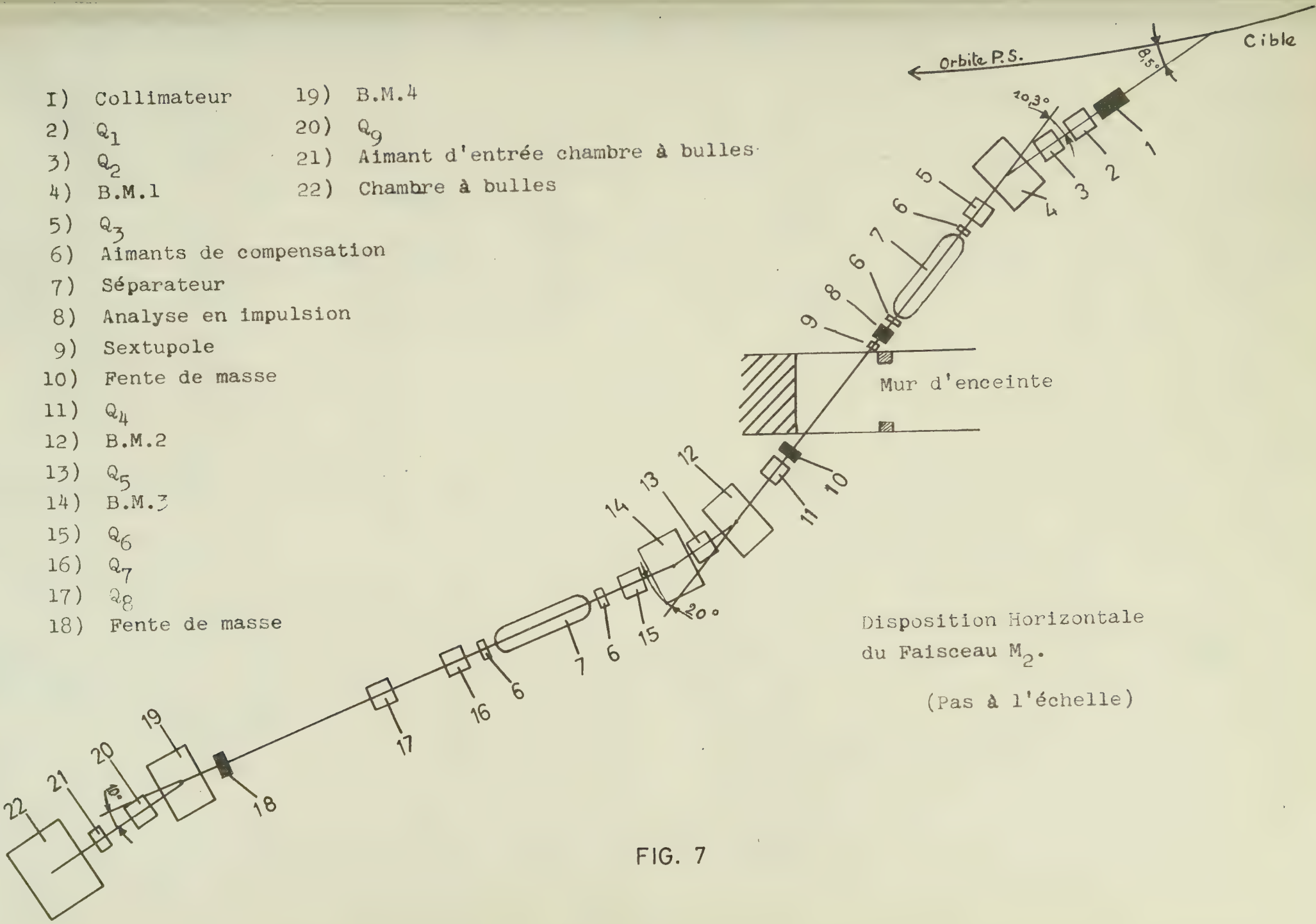

nm
LONGUEUR EFFICACE L_G DU GRADIENT DU CHAMP DE FUITE
POUR LES QUADRUPOLES STANDARDS
(Longueur magnetique effective totale = longueur du pôle + 2 L_G.)
L_G
0
200
400
600
800
1000
1200
gauss/cm
$\frac{\delta By}{\delta x}$

FIG. 6b


mm
100
90
80
70
60
50
40
30
0
1.0
2.0
m
L_B
Aimant déflecteur de
(Pôle droit, espacement
pôle 140 mm)
LONGUEUR EFFICACE L_B
AIMANTS DEFLECTEURS
(Longueur magnetique effecti
longueur du pôle + 2 L_B)

1) Collimateur
2) Q_1
3) Q_2
4) B.M.1
5) Q_3
6) Aimants de compensation
7) Séparateur
8) Analyse en impulsion
9) Sextupole
10) Fente de masse
11) Q_4
12) B.M.2
13) Q_5
14) B.M.3
15) Q_6
16) Q_7
17) Q_8
18) Fente de masse
19) B.M.4
20) Q_9
21) Aimant d'entrée chambre à bulles
22) Chambre à bulles



Disposition Horizontale
du Faisceau M_2.

(Pas à l'échelle)

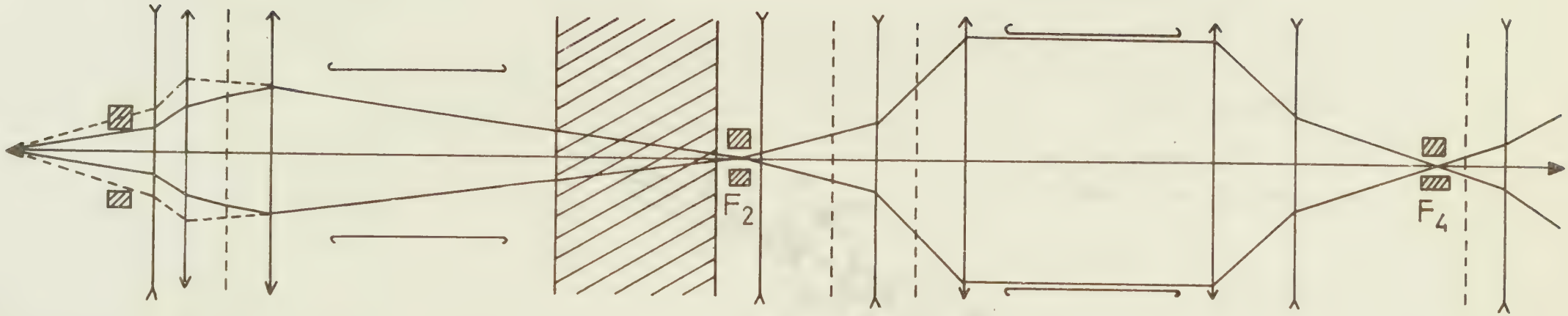
FIG. 7

FIG. 8

3 mètres

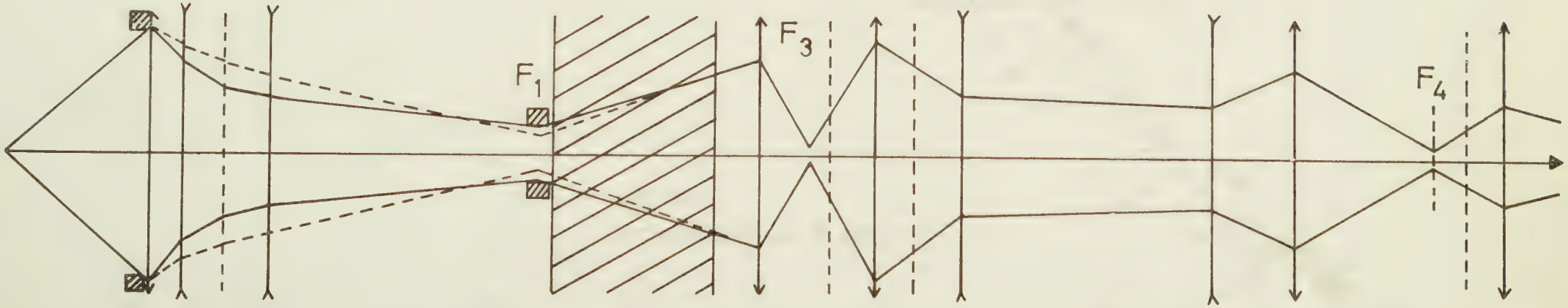
3 cm.

PLAN VERTICAL



Target Q_1 Q_2 BM_1 Q_3 Separateur mur d'enceinte Q_4 BM_2 Q_5 BM_3 Q_6 Separateur Q_7 Q_8 BM_4 Q_9

PLAN HORIZONTAL



——— Version K^- 3,5 GeV/c — — — — — Version K^- 1,5 GeV/c

S_1 S_2 /28.10^{11} protons circulant

M_2 Log Book Vol. 7 p.168

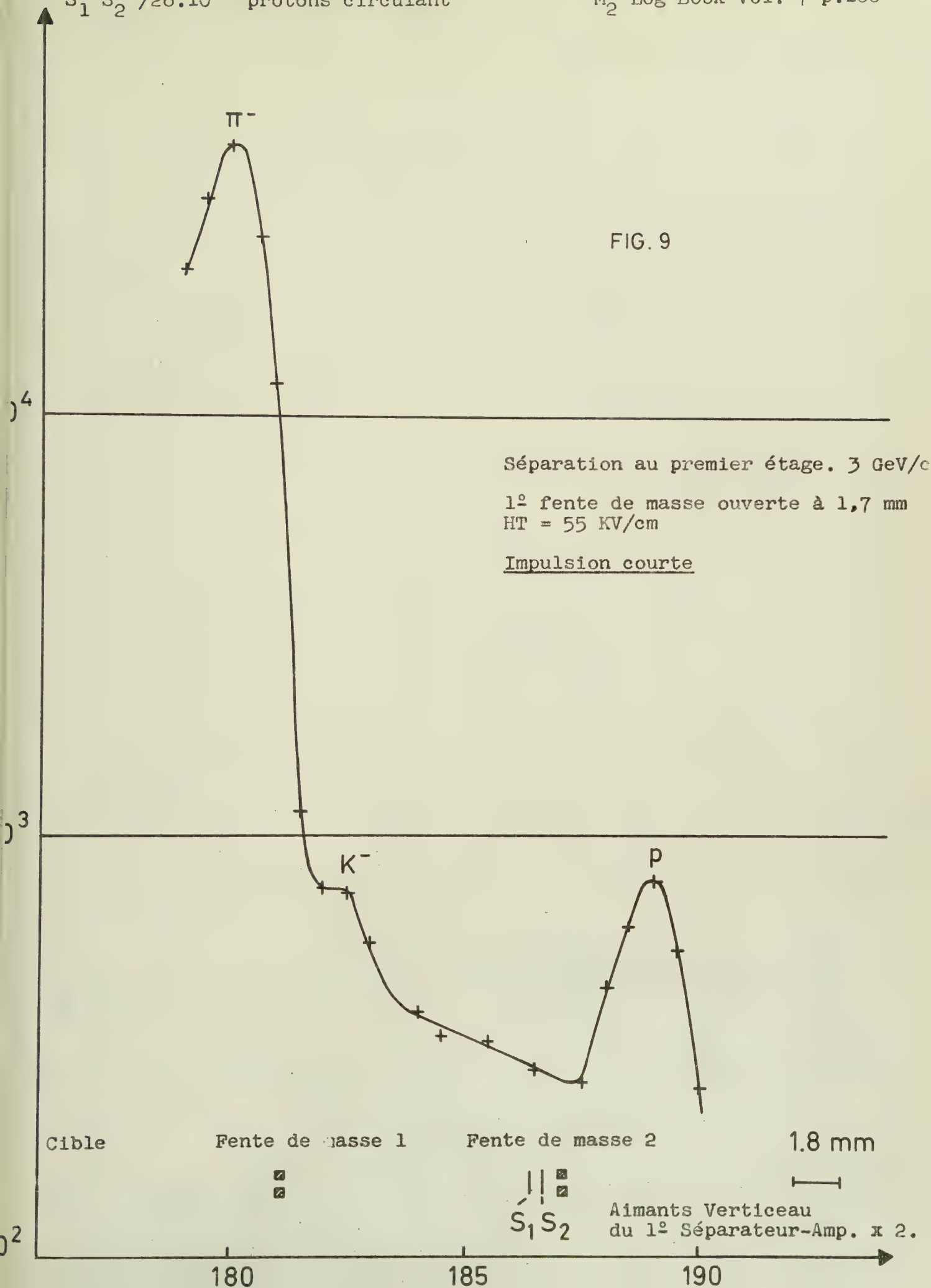
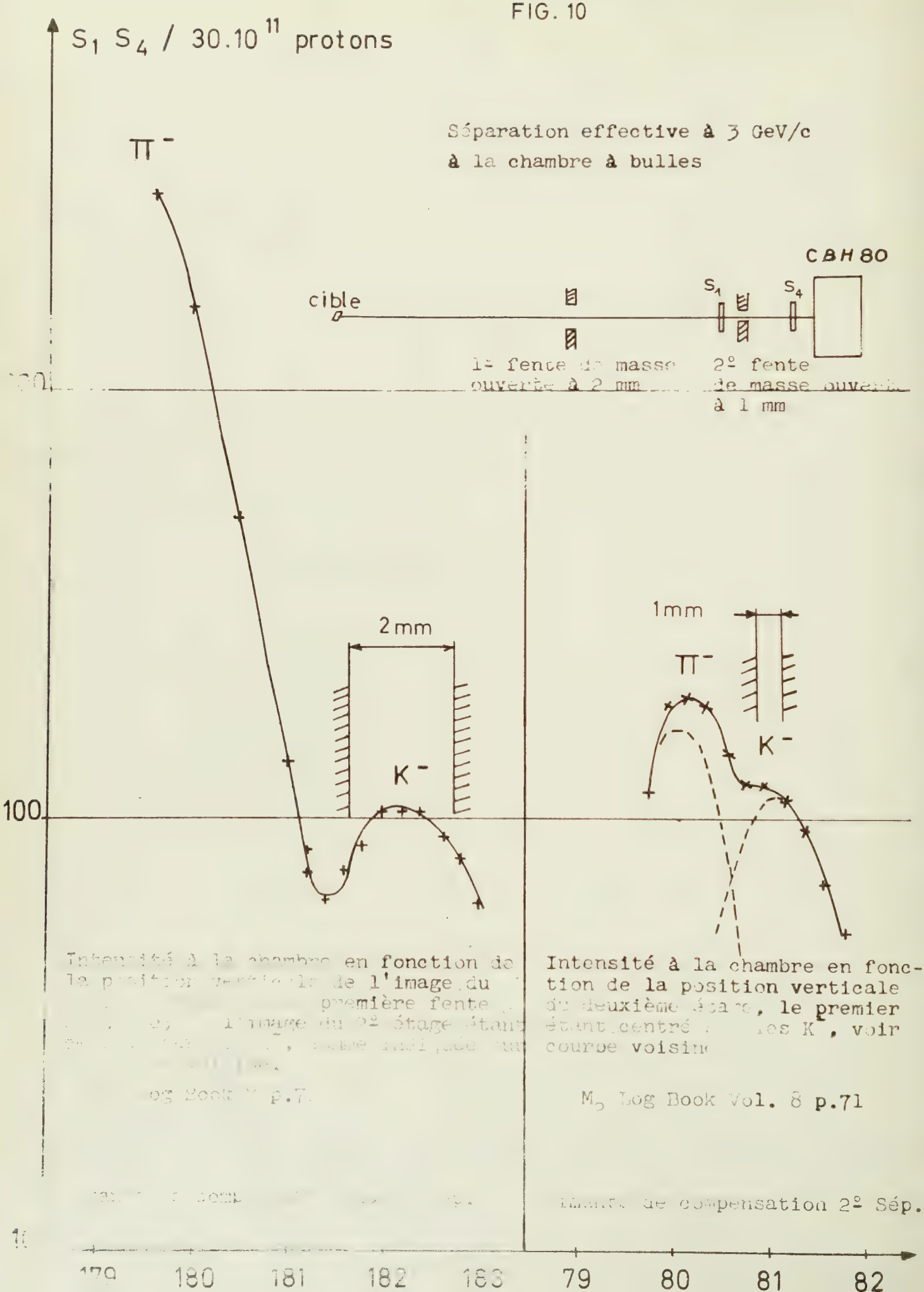


FIG. 9

FIG. 10



Intensité à la chambre en fonction de la position verticale de l'image du première fente [illegible] l'image du 2ème étage étant [illegible]

[illegible] Log Book [illegible] p.7.

Intensité à la chambre en fonction de la position verticale du deuxième écran, le premier étant centré [illegible] les K⁻, voir courbe voisine

M_5 Log Book Vol. 8 p.71

[illegible] compensation [illegible]

Limite de compensation 2ème Sép.

FIG. 11a

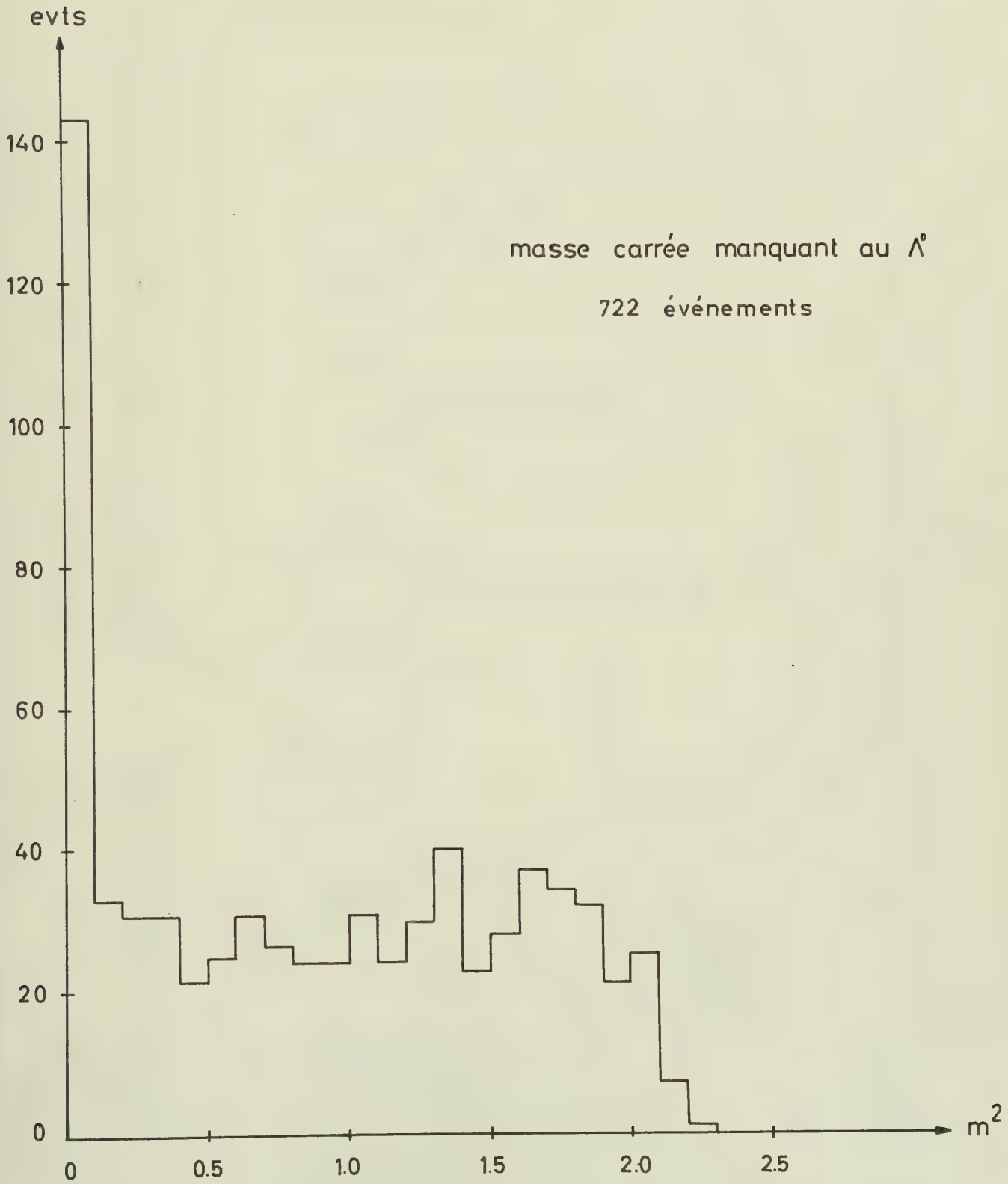

evts
140
120
100
80
60
40
20
0
masse carrée manquant au Λ°
722 événements
0
0.5
1.0
1.5
2.0
2.5
m²

FIG. 11b

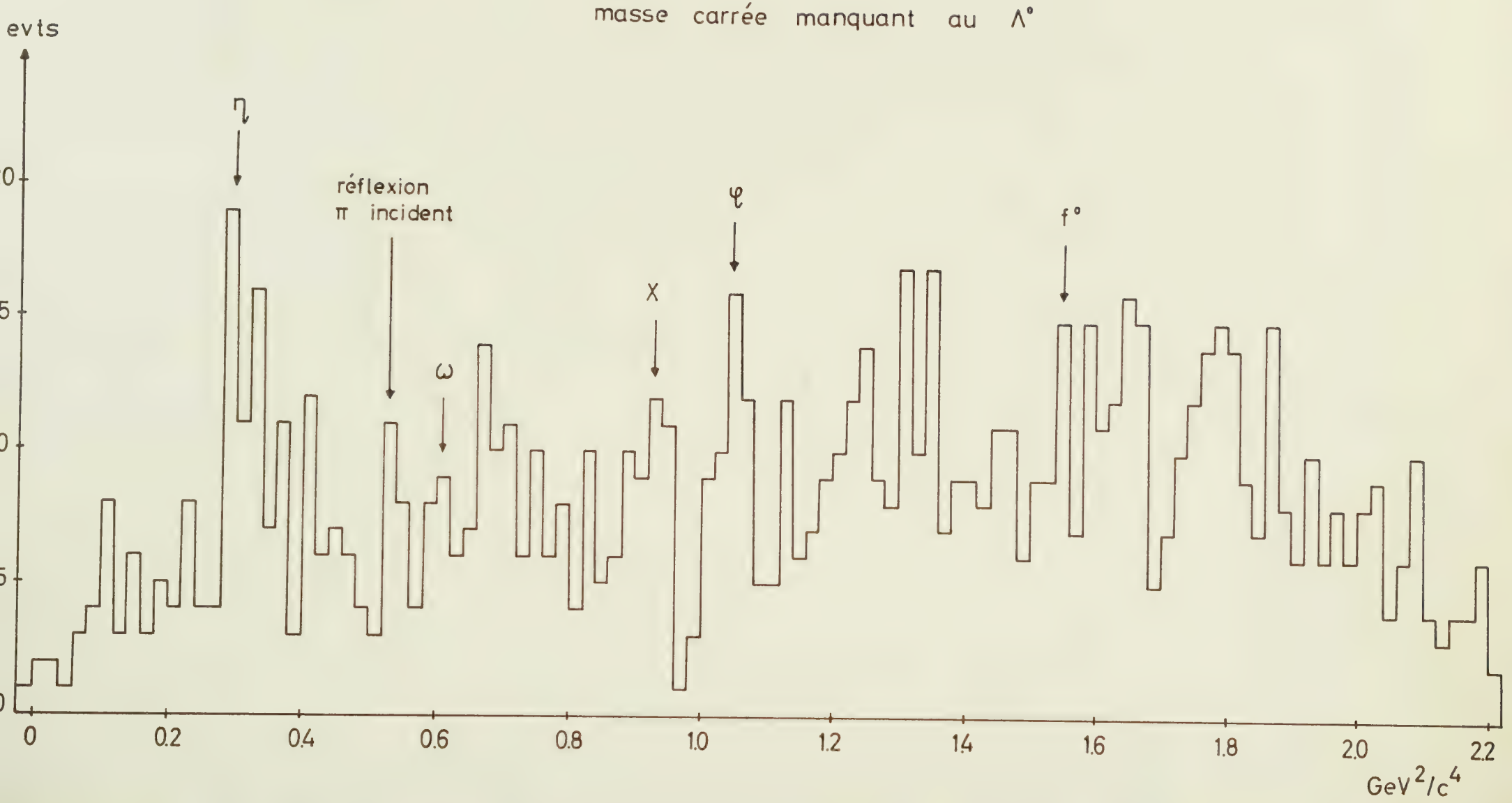
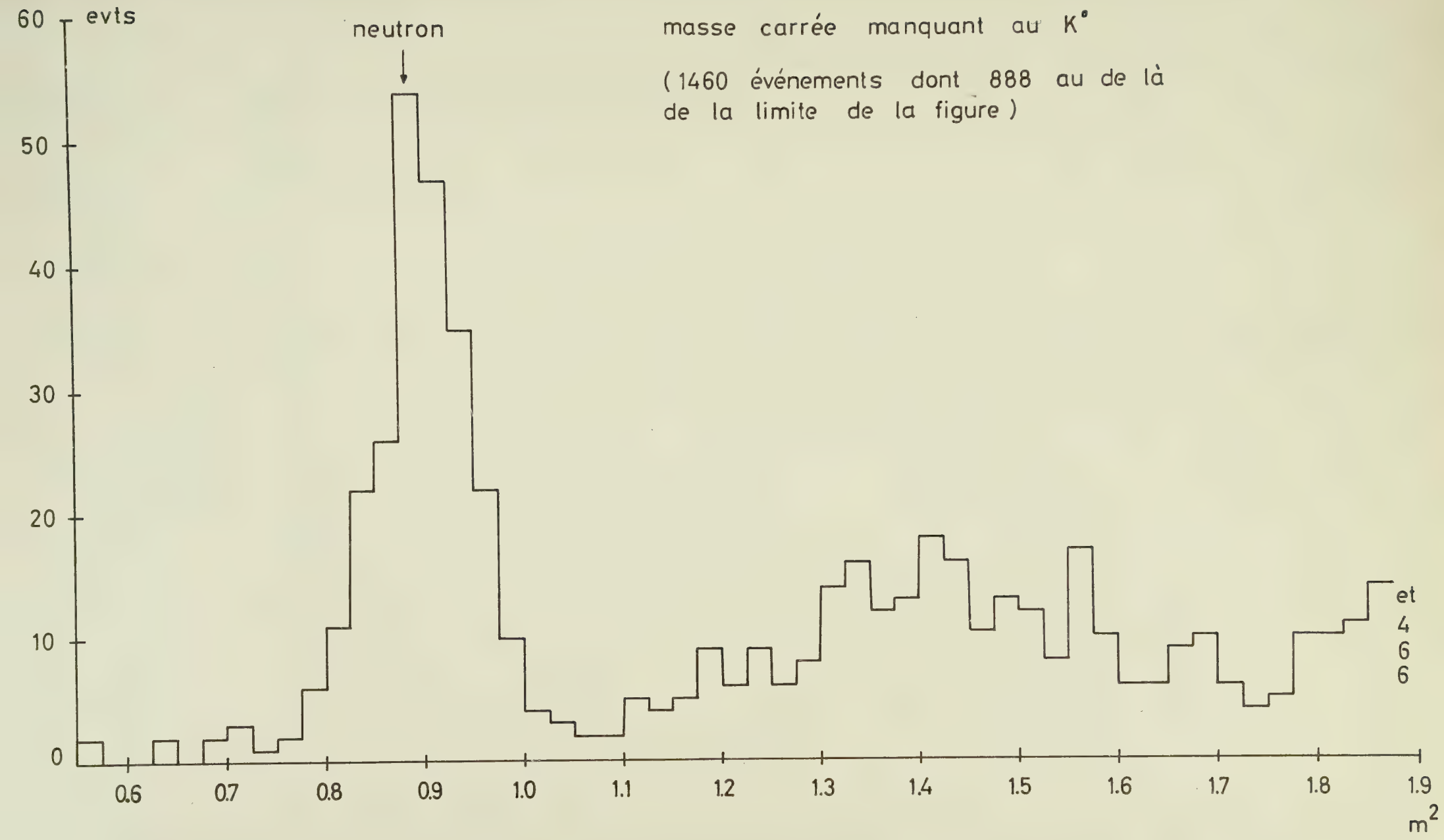

masse carrée manquant au Λ°
evts
η
réflexion
π incident
ω
X
φ
f°
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
2.0
2.2
GeV²/c⁴

FIG. 12


60
evts
neutron
masse carrée manquant au K°
(1460 événements dont 888 au de là
de la limite de la figure)
50
40
30
20
10
0
et
4
6
6
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
m2

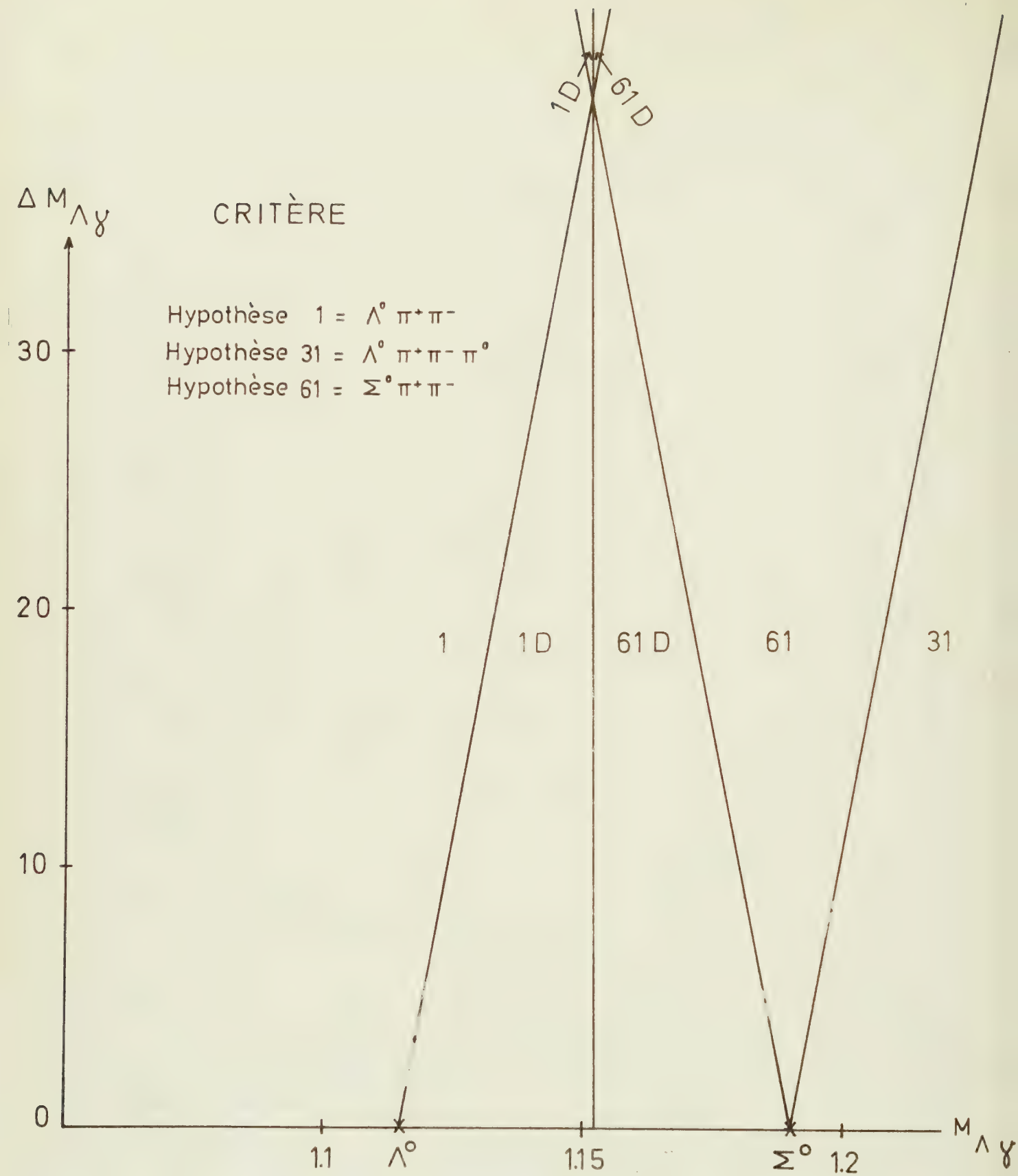

CRITÈRE
Hypothèse 1 = Λ° π⁺π⁻
Hypothèse 31 = Λ° π⁺π⁻π°
Hypothèse 61 = Σ°π⁺π⁻
ΔM Λγ
30
20
10
0
1D
61D
1
1D
61 D
61
31
1.1
Λ°
1.15
Σ°
1.2
M Λγ

FIG. 13

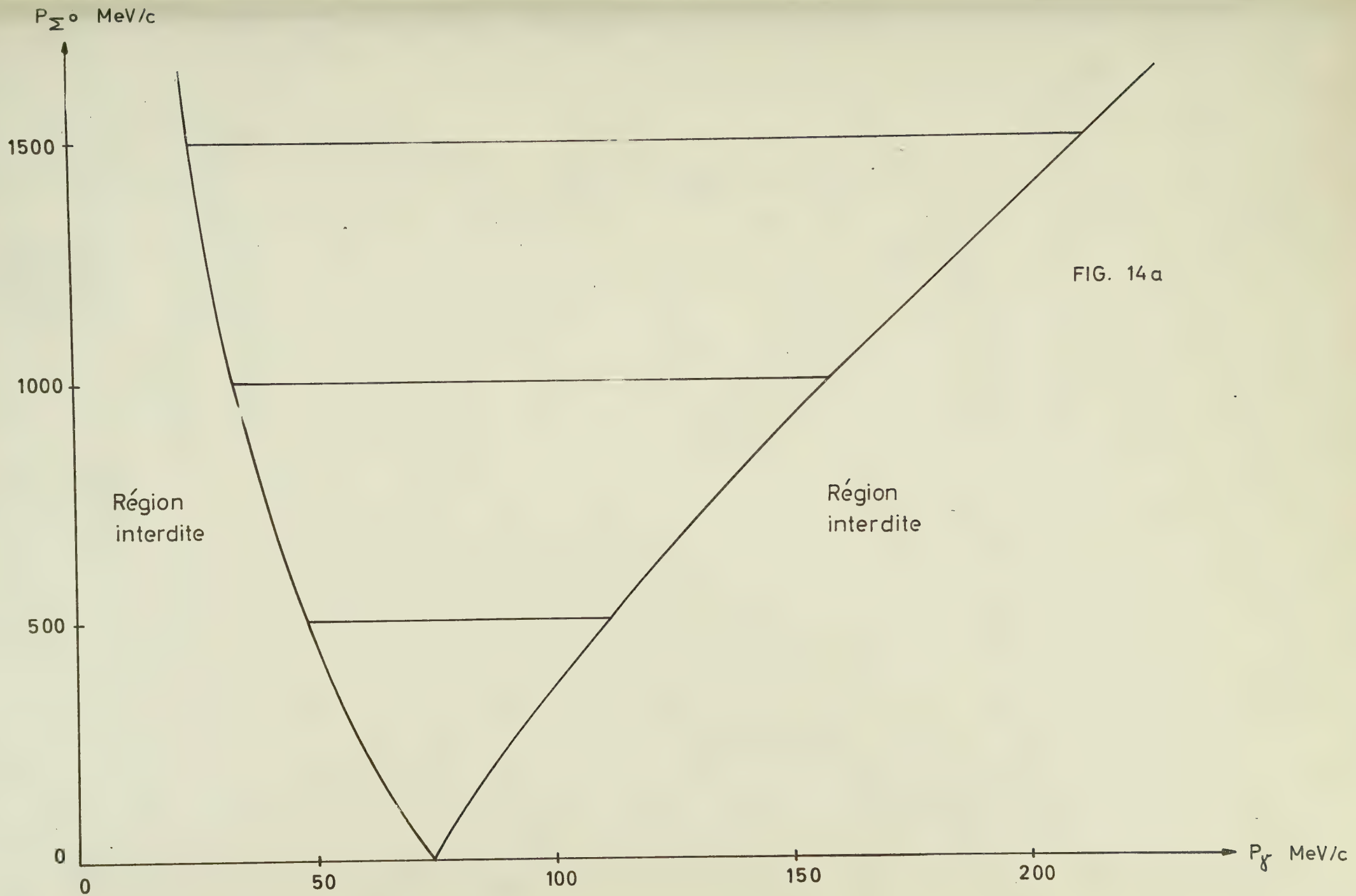

P_{Σ^0} MeV/c
1500
1000
500
0
Région interdite
Région interdite
0
50
100
150
200
P_γ MeV/c

FIG. 14a

FIG. 14 b

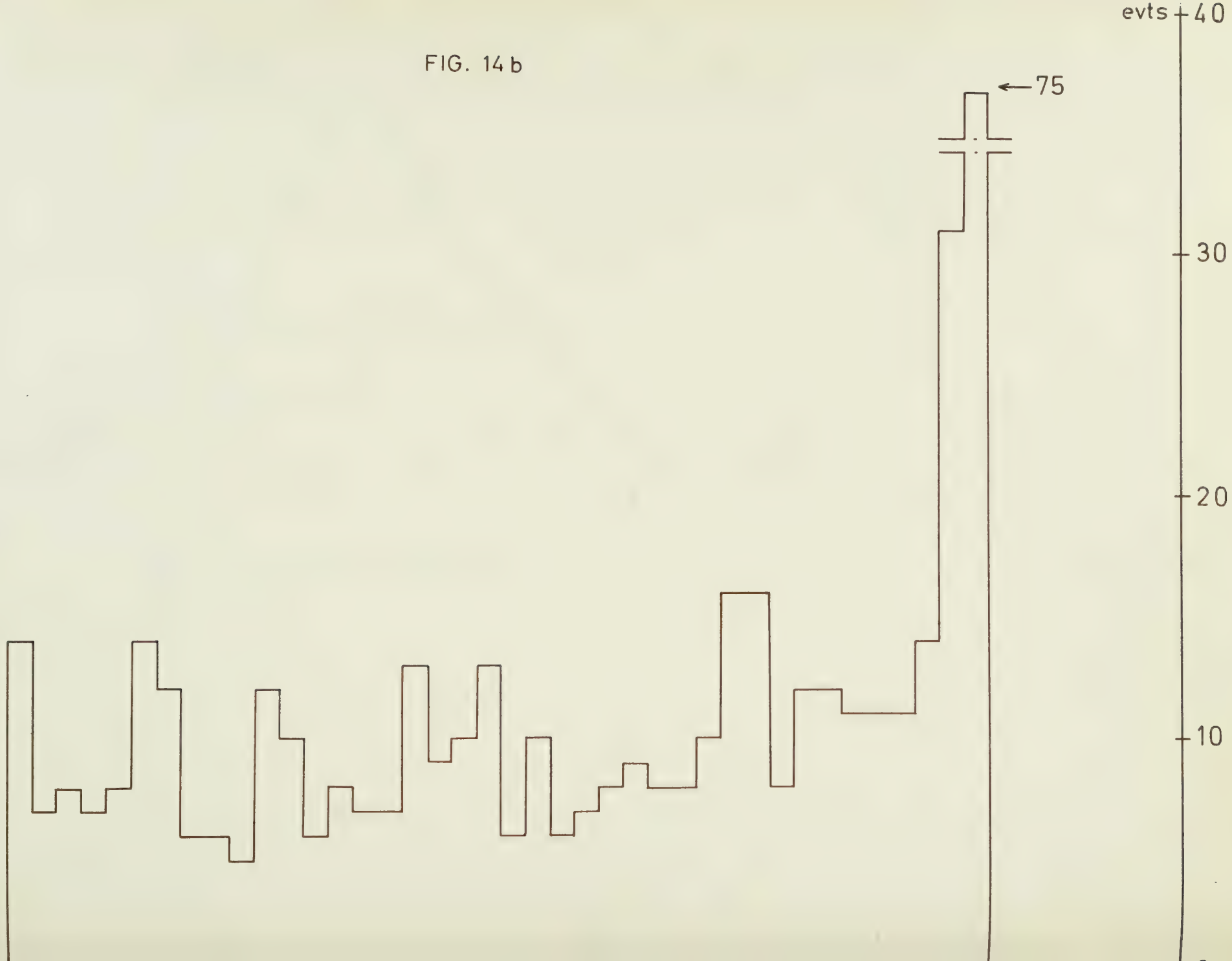


FIG. 15

masse carrée manquant à $\pi^+\pi^-$

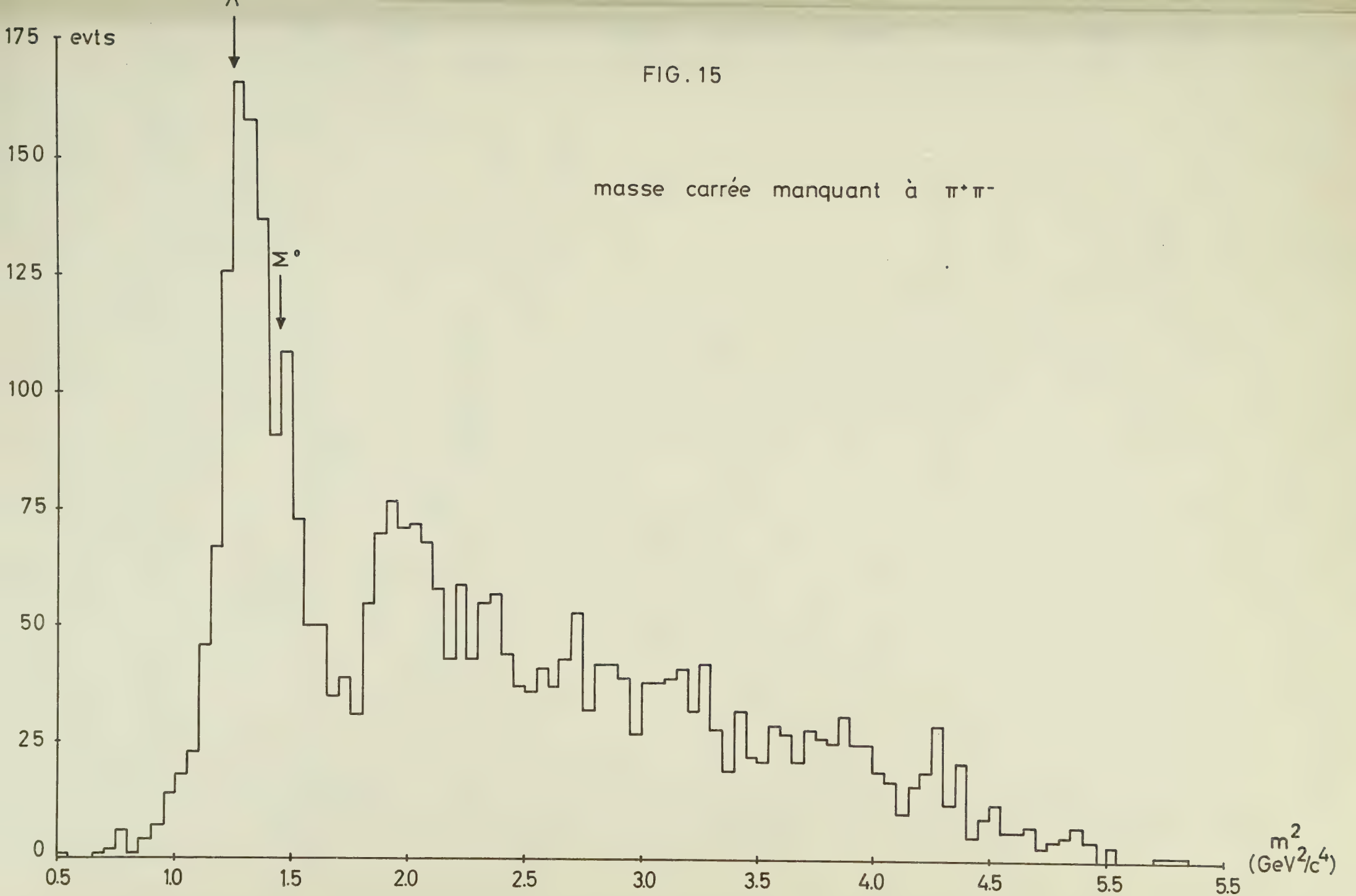
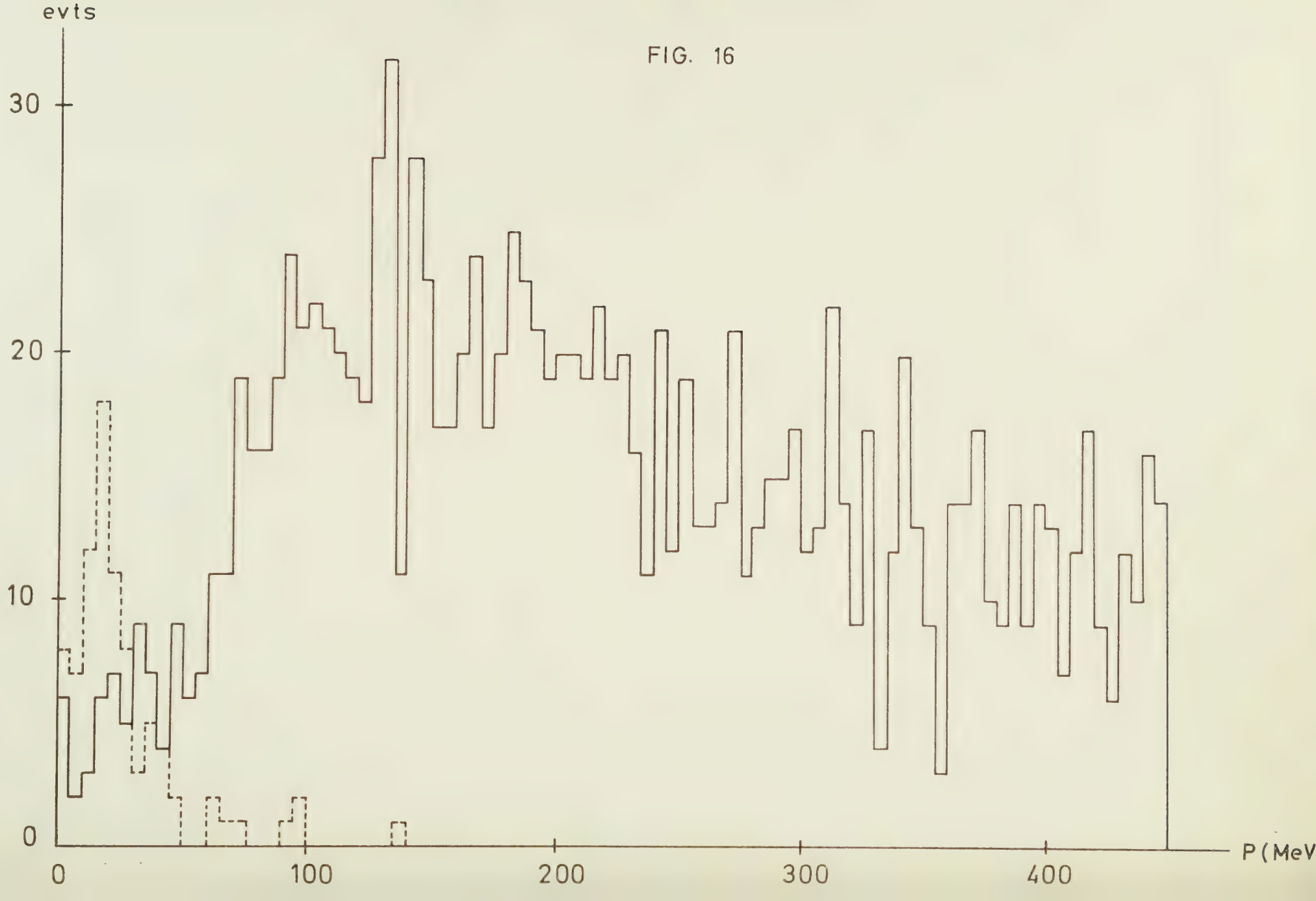


FIG. 16



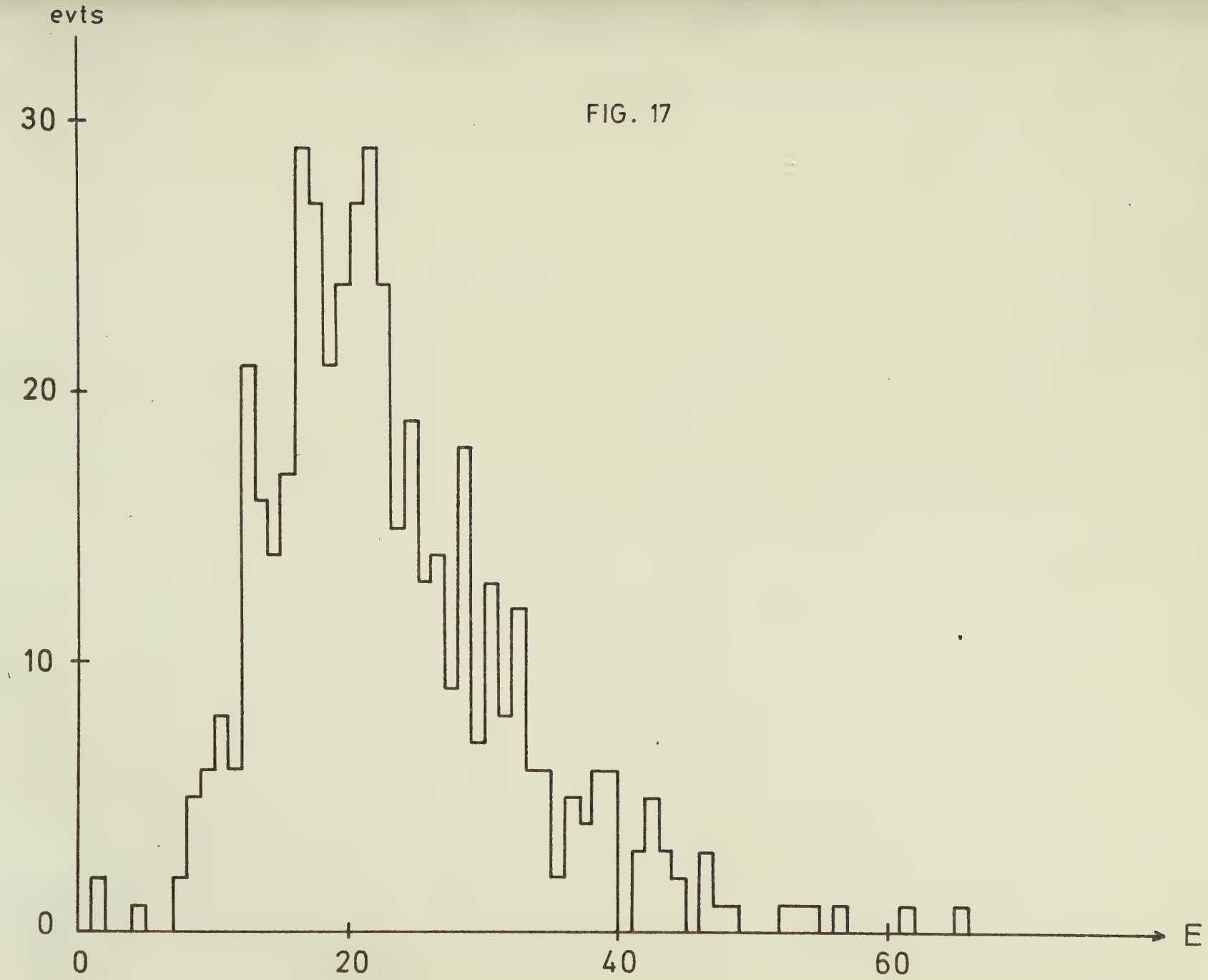


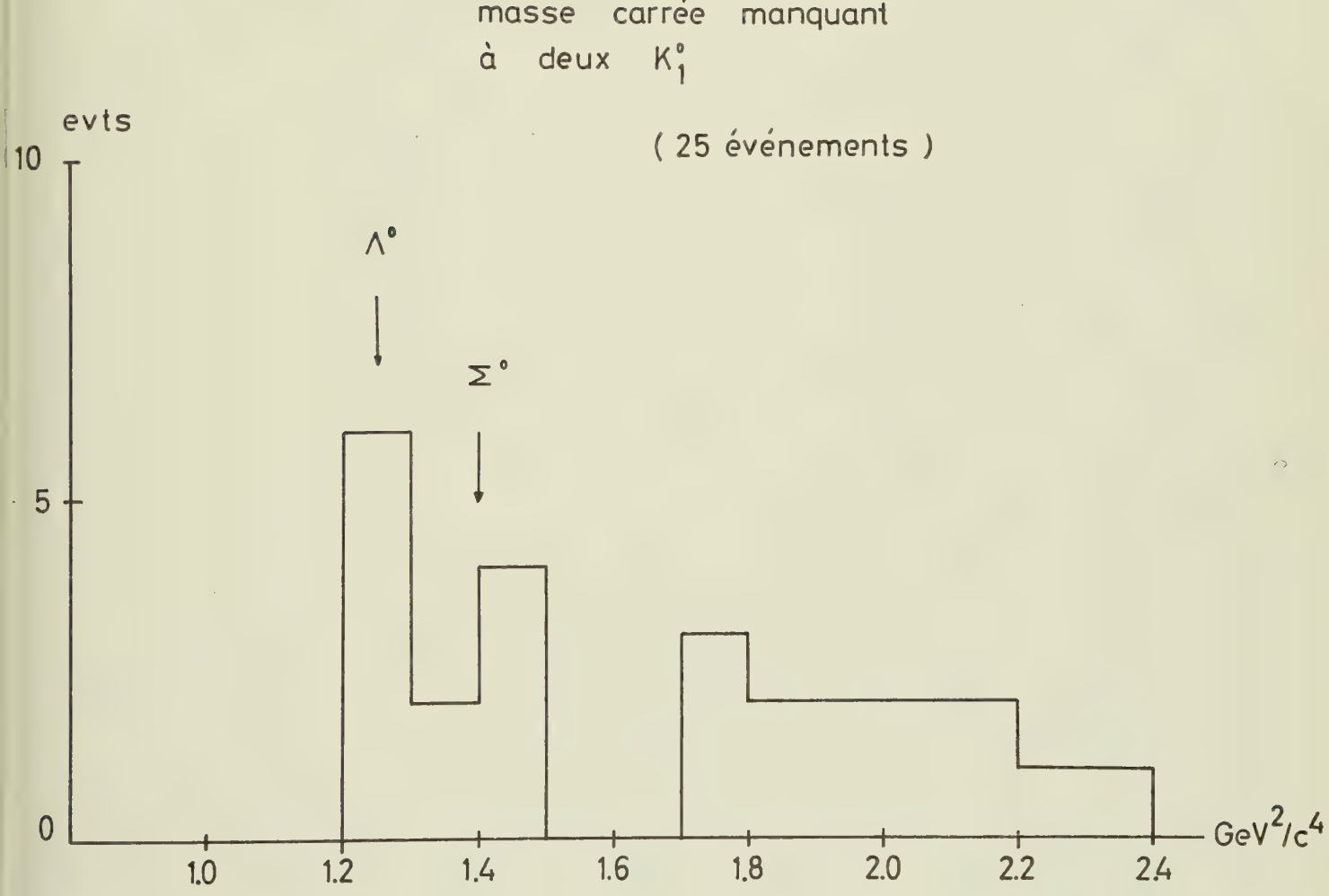
FIG. 17

FIG. 18

masse carrée manquant à $K^+ K^-$ pour les candidats $\Lambda^\circ K^+ K^-$

70 événements

FIG. 19


masse carrée manquant
à deux K_1^0
(25 événements)
evts
10
5
0
Λ^0
Σ^0
1.0
1.2
1.4
1.6
1.8
2.0
2.2
2.4
GeV^2/c^4

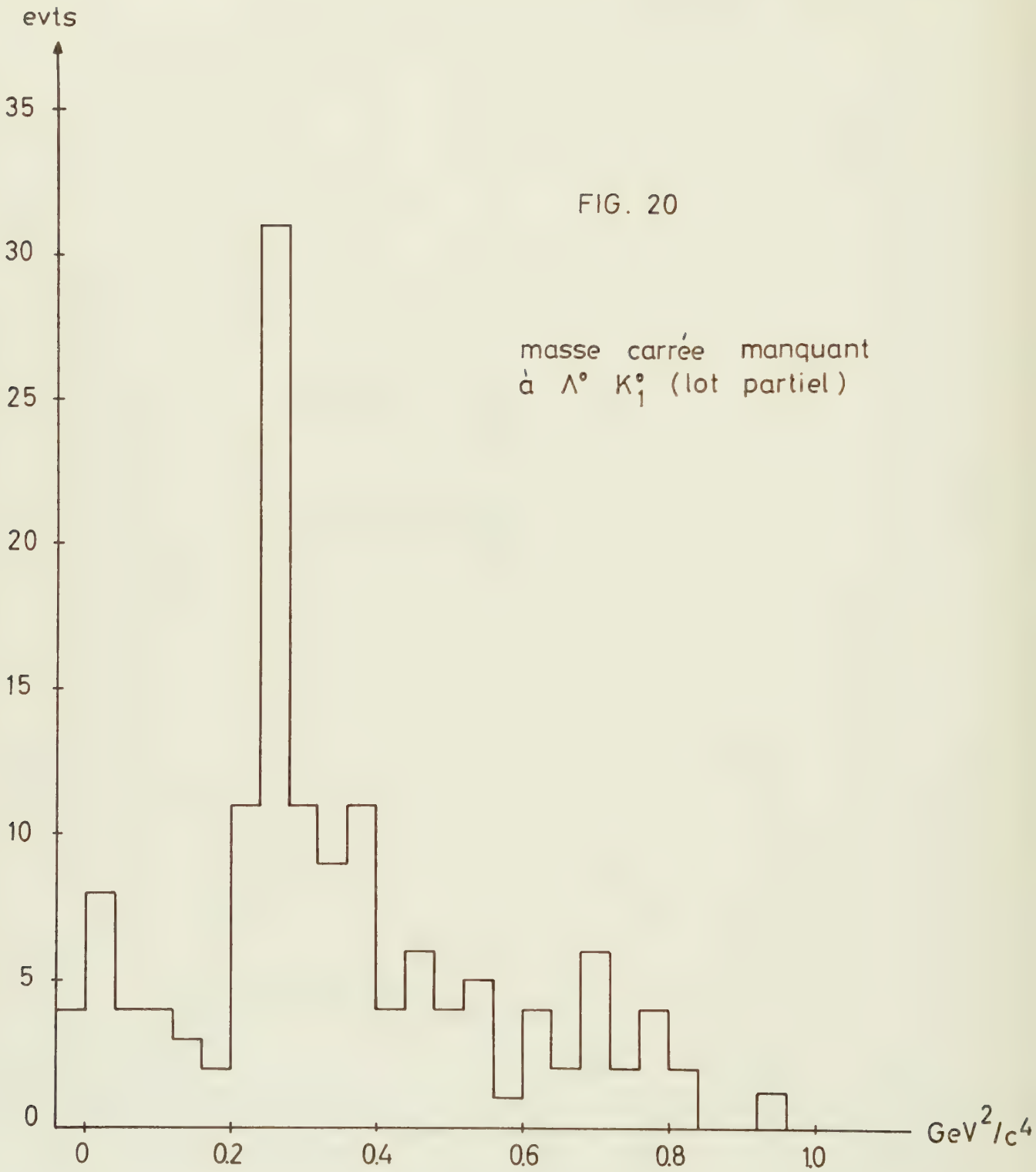


FIG. 20

masse carrée manquant à Λ° K_1° (lot partiel)

FIG. 21

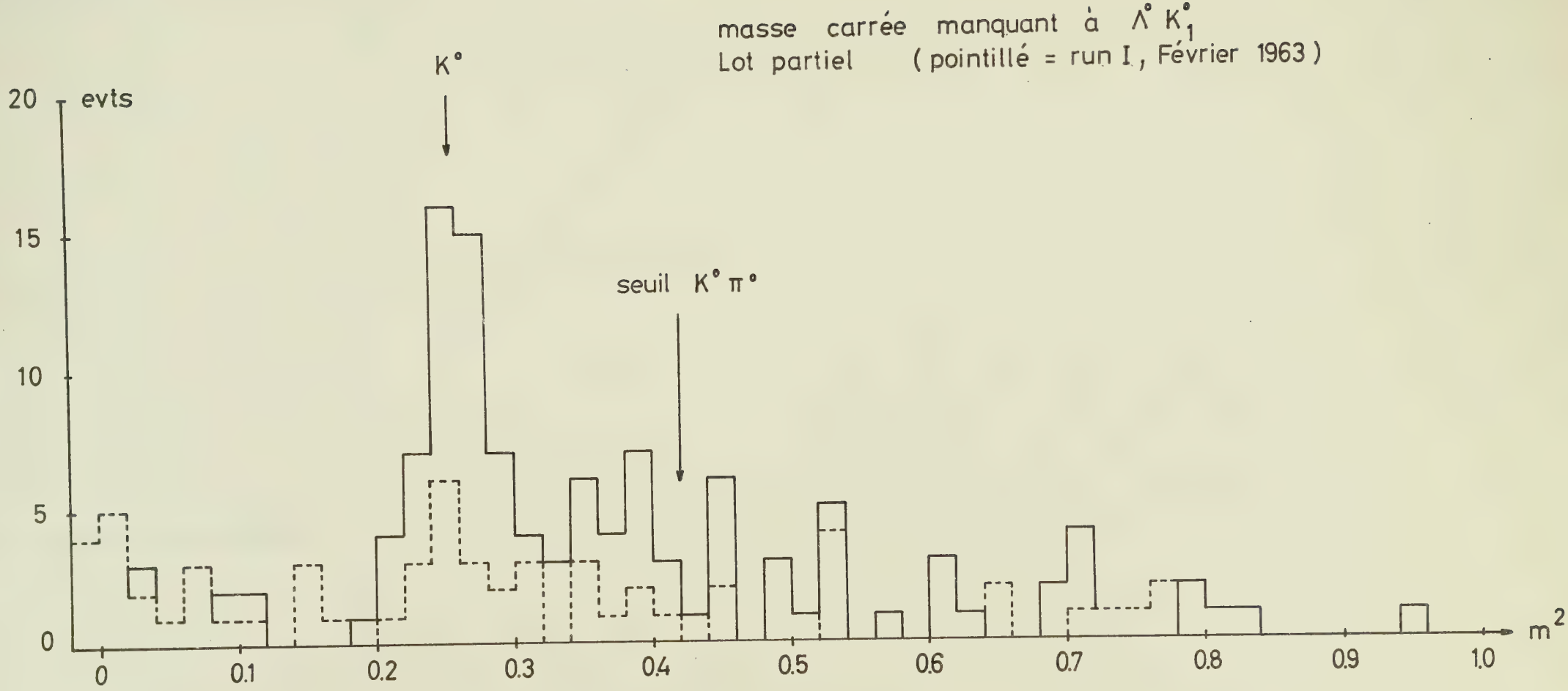
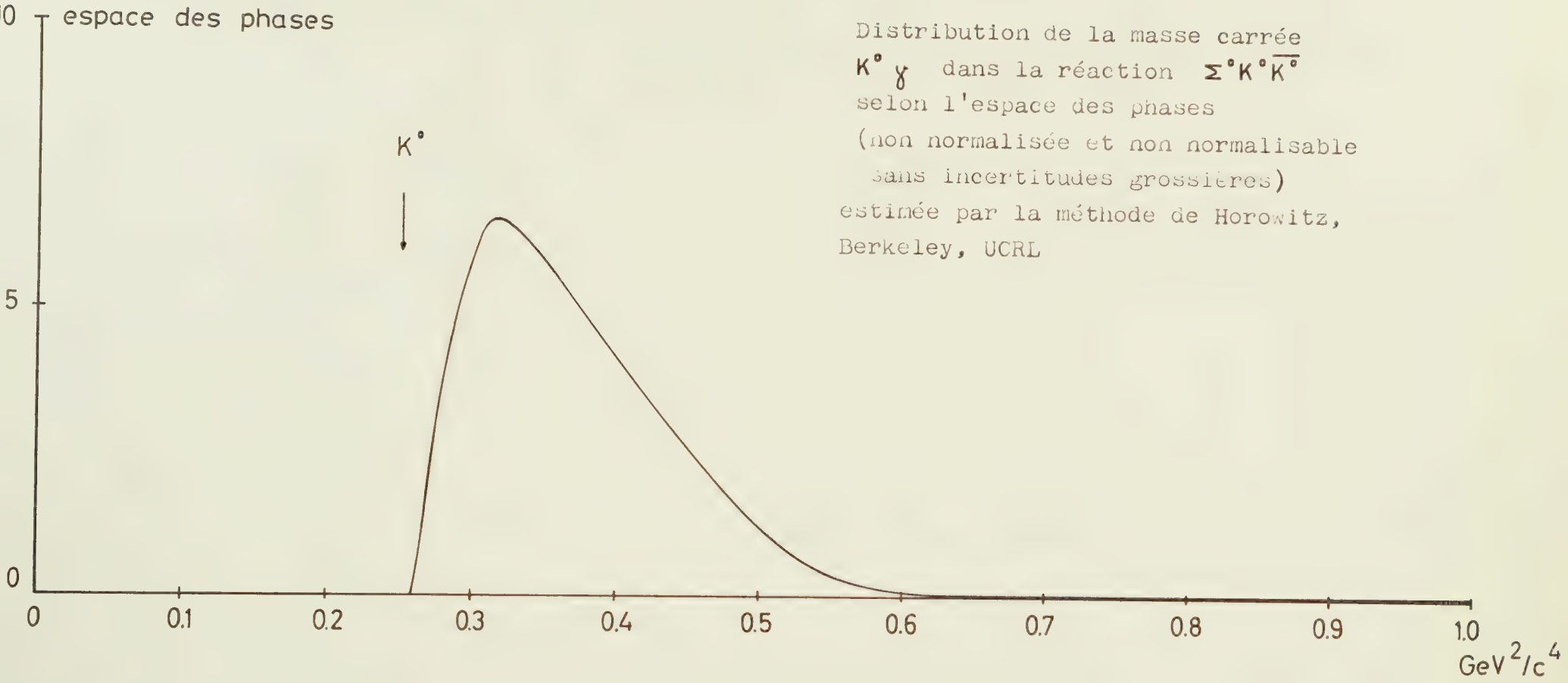

masse carrée manquant à $\Lambda^\circ K_1^\circ$
Lot partiel (pointillé = run I, Février 1963)
K°
seuil K°π°
20
evts
15
10
5
0
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
m²

FIG. 22



Distribution de la masse carrée $K^{\circ}\gamma$ dans la réaction $\Sigma^{\circ}K^{\circ}\overline{K^{\circ}}$ selon l'espace des phases (non normalisée et non normalisable sans incertitudes grossières) estimée par la méthode de Horowitz, Berkeley, UCRL

FIG. 23

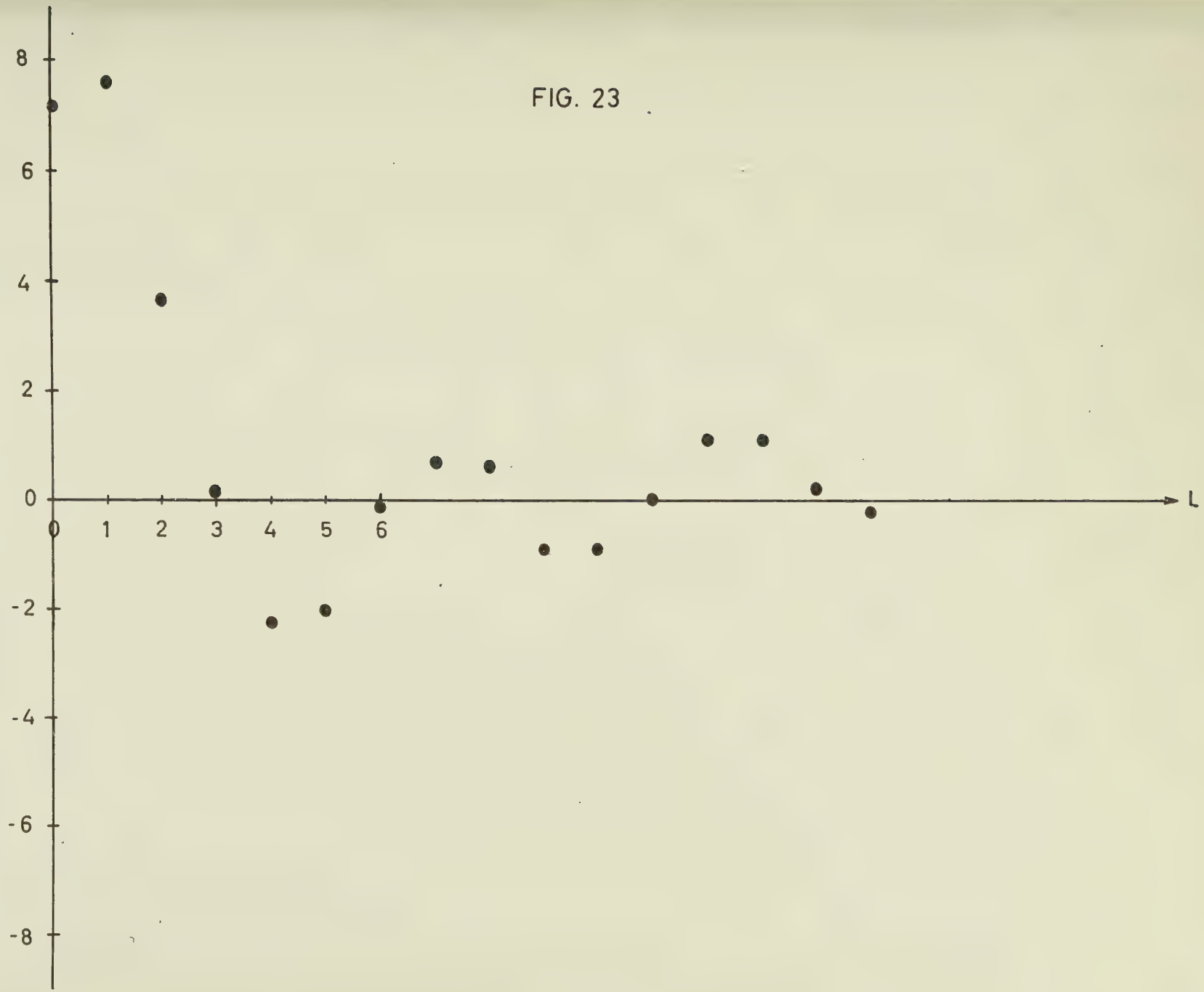


FIG. 24

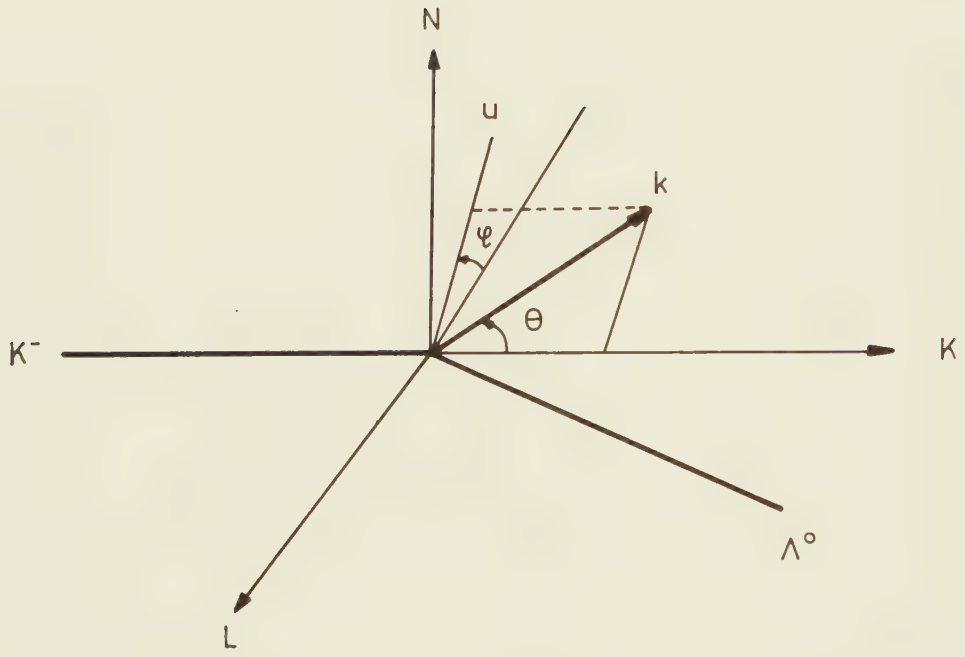
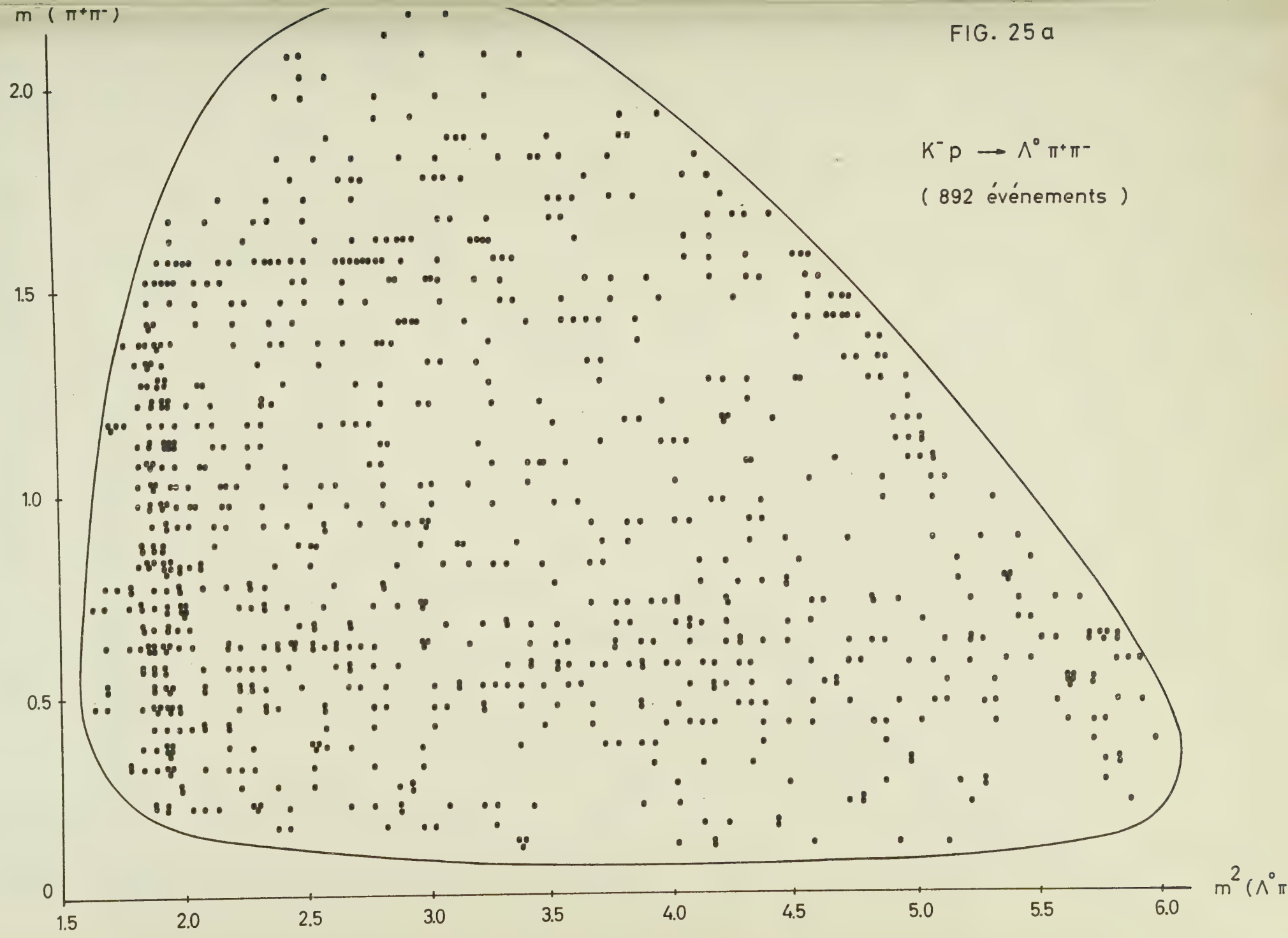


FIG. 25 a


m⁻ (π⁺π⁻)
2.0
1.5
1.0
0.5
0
K⁻p → Λ°π⁺π⁻
(892 événements)
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
4.0
4.5
5.0
5.5
6.0
m² (Λ°π

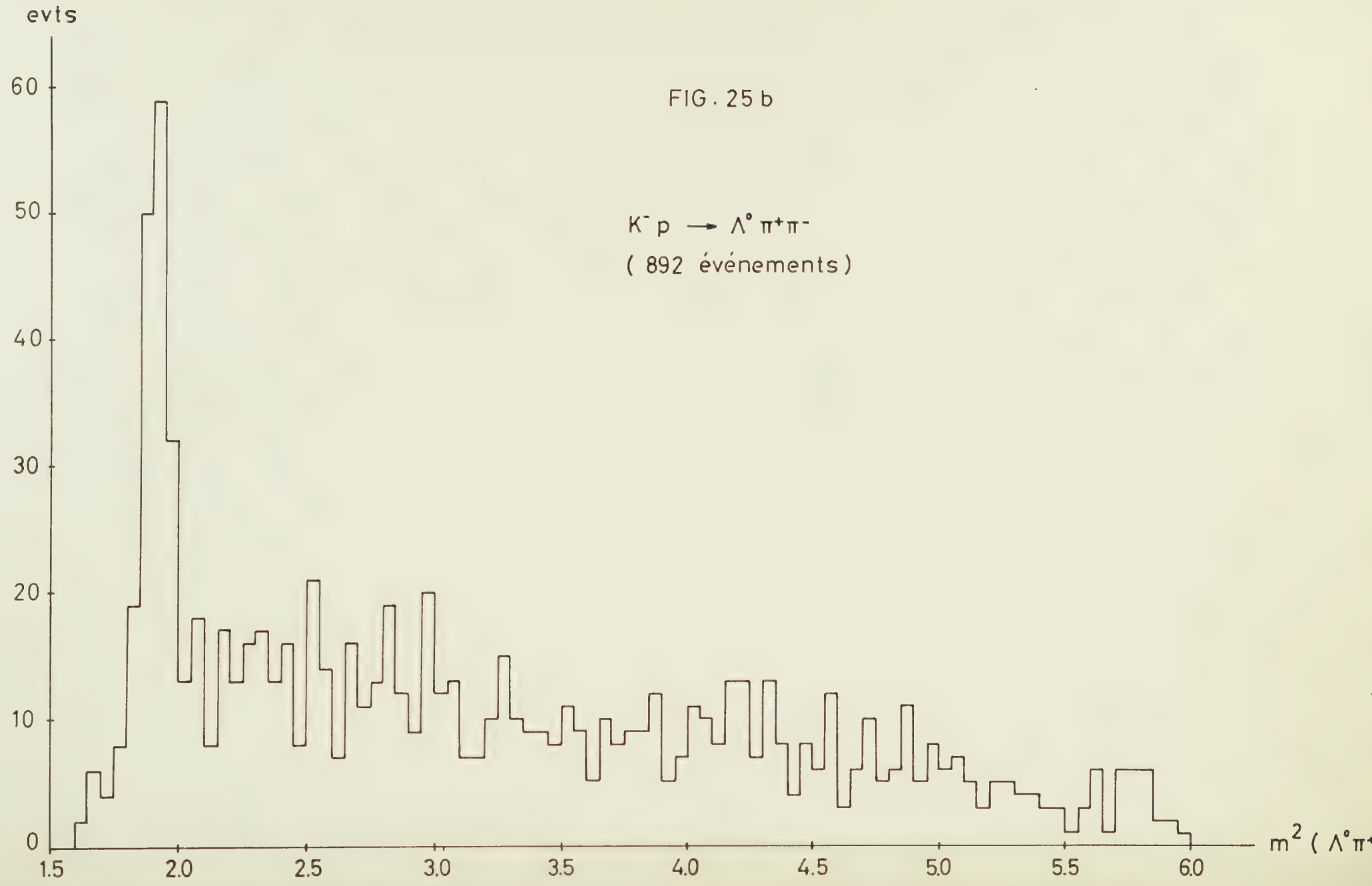

evts
60
50
40
30
20
10
0
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
4.0
4.5
5.0
5.5
6.0
m^2 ($\Lambda^\circ\pi$
FIG. 25 b
$K^- p \rightarrow \Lambda^\circ \pi^+\pi^-$
(892 événements)

FIG. 25 c

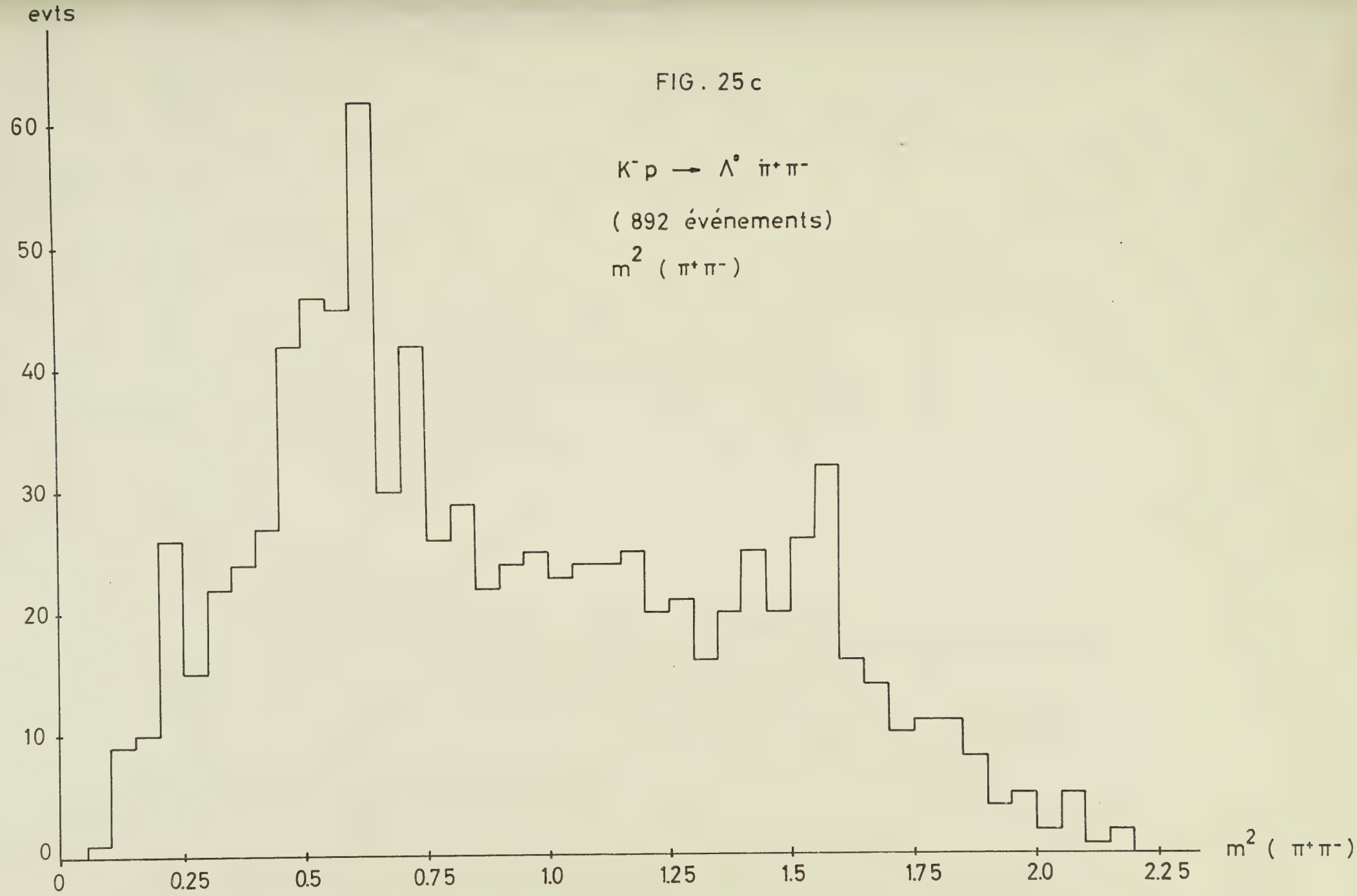

evts
60
50
40
30
20
10
0
0
0.25
0.5
0.75
1.0
1.25
1.5
1.75
2.0
2.25
$K^- p \rightarrow \Lambda^\circ \pi^+ \pi^-$
(892 événements)
$m^2 (\pi^+ \pi^-)$
$m^2 (\pi^+ \pi^-)$

FIG. 26

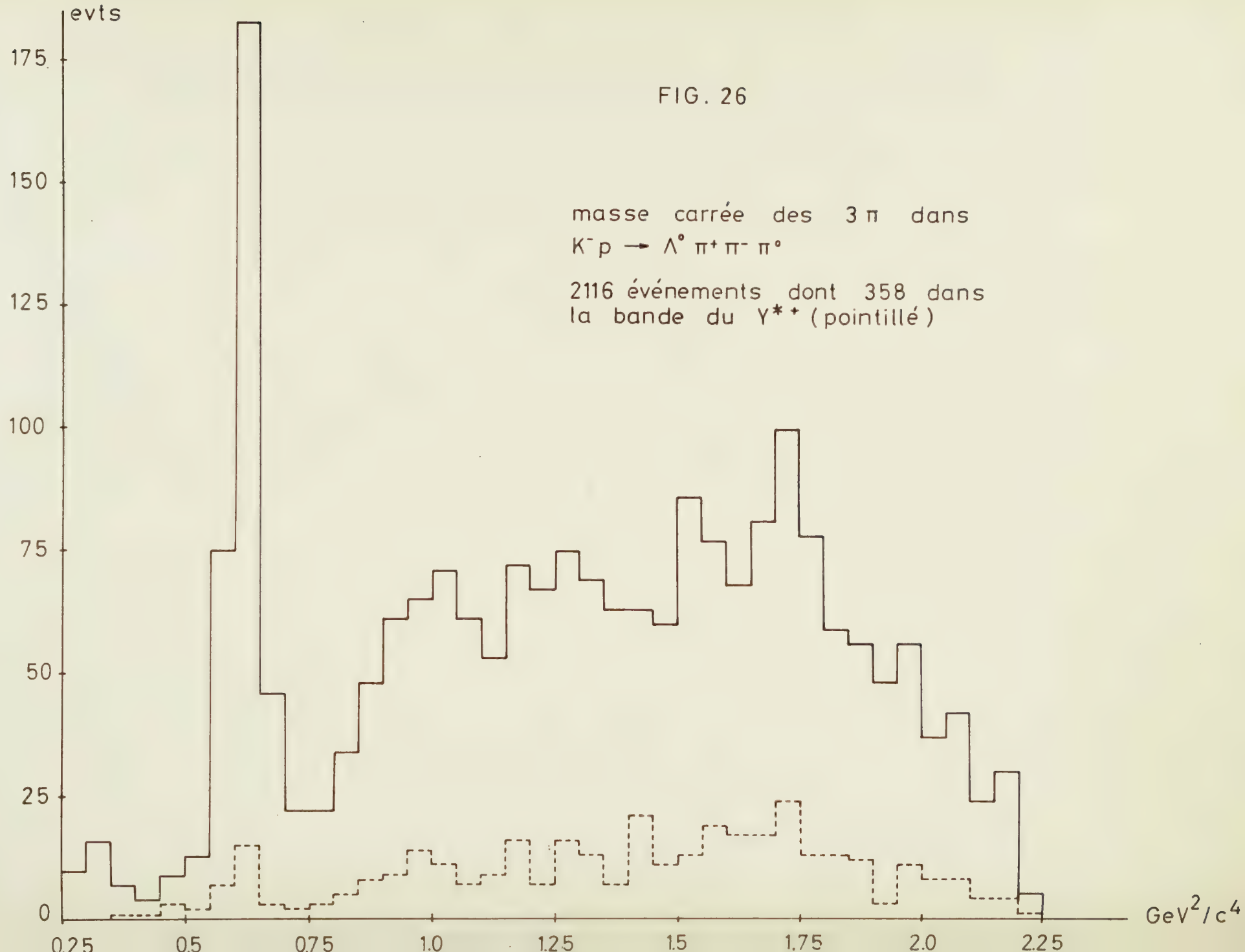

evts
175
150
125
100
75
50
25
0
0.25
0.5
0.75
1.0
1.25
1.5
1.75
2.0
2.25
GeV²/c⁴
masse carrée des 3π dans
K⁻p → Λ° π⁺ π⁻ π°
2116 événements dont 358 dans
la bande du Y*⁺ (pointillé)

FIG. 27

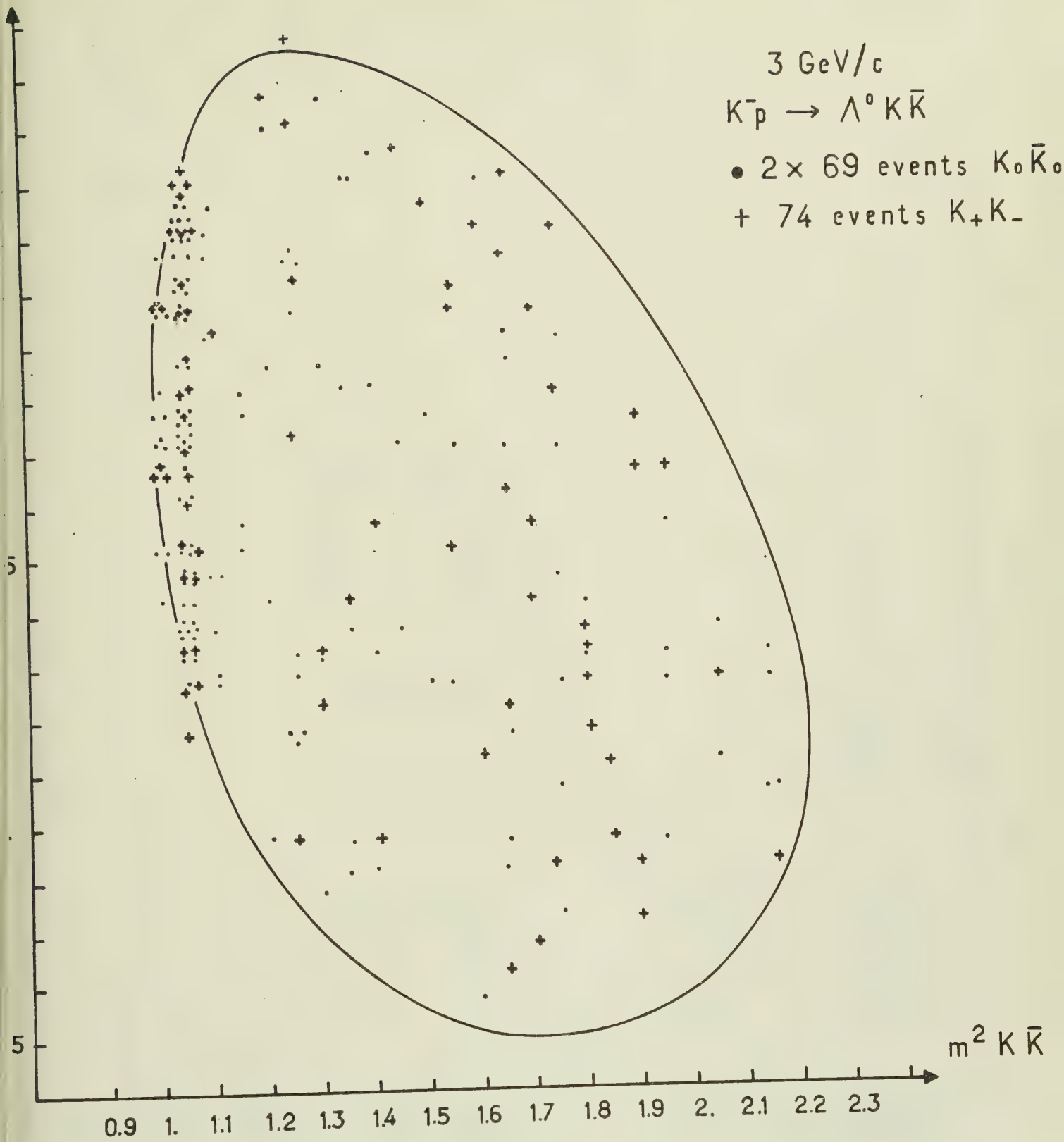

3 GeV/c
$K^-p \rightarrow \Lambda^0 K\bar{K}$
• 2 × 69 events $K_0\bar{K}_0$
+ 74 events K_+K_-
$m^2 K\bar{K}$
0.9
1.
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
1.7
1.8
1.9
2.
2.1
2.2
2.3

FIG. 28

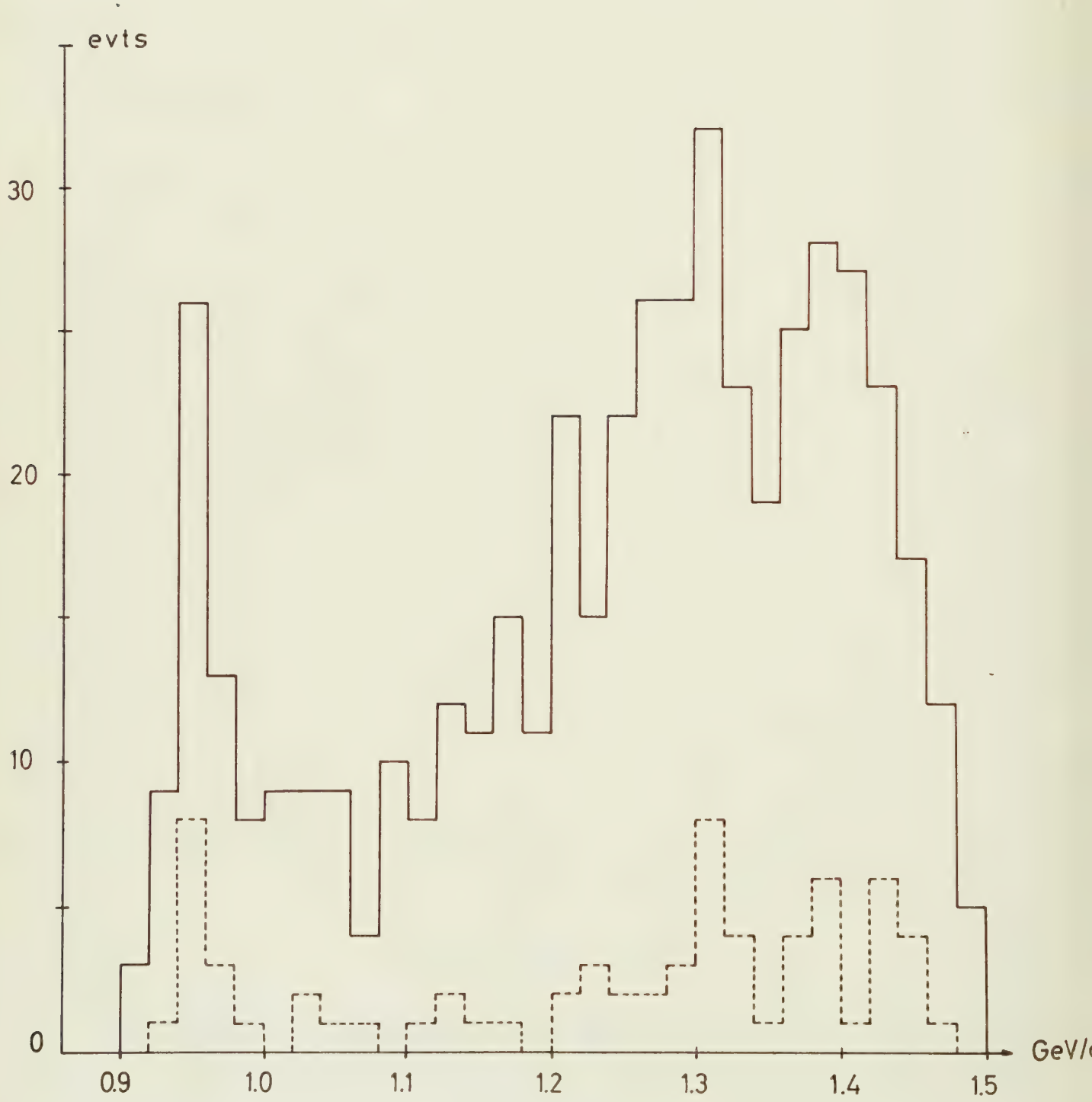

Réaction $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \eta^0$
masse effective $\pi^+ \pi^- \eta^0$: ——
($\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ et $\pi^+ \pi^- \gamma$) : - - - - - -
evts
30
20
10
0
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
GeV/c

FIG. 29

Distributions angulaires d' émission du MESON dans les réactions $K^- p \rightarrow \Lambda^\circ +$ méson

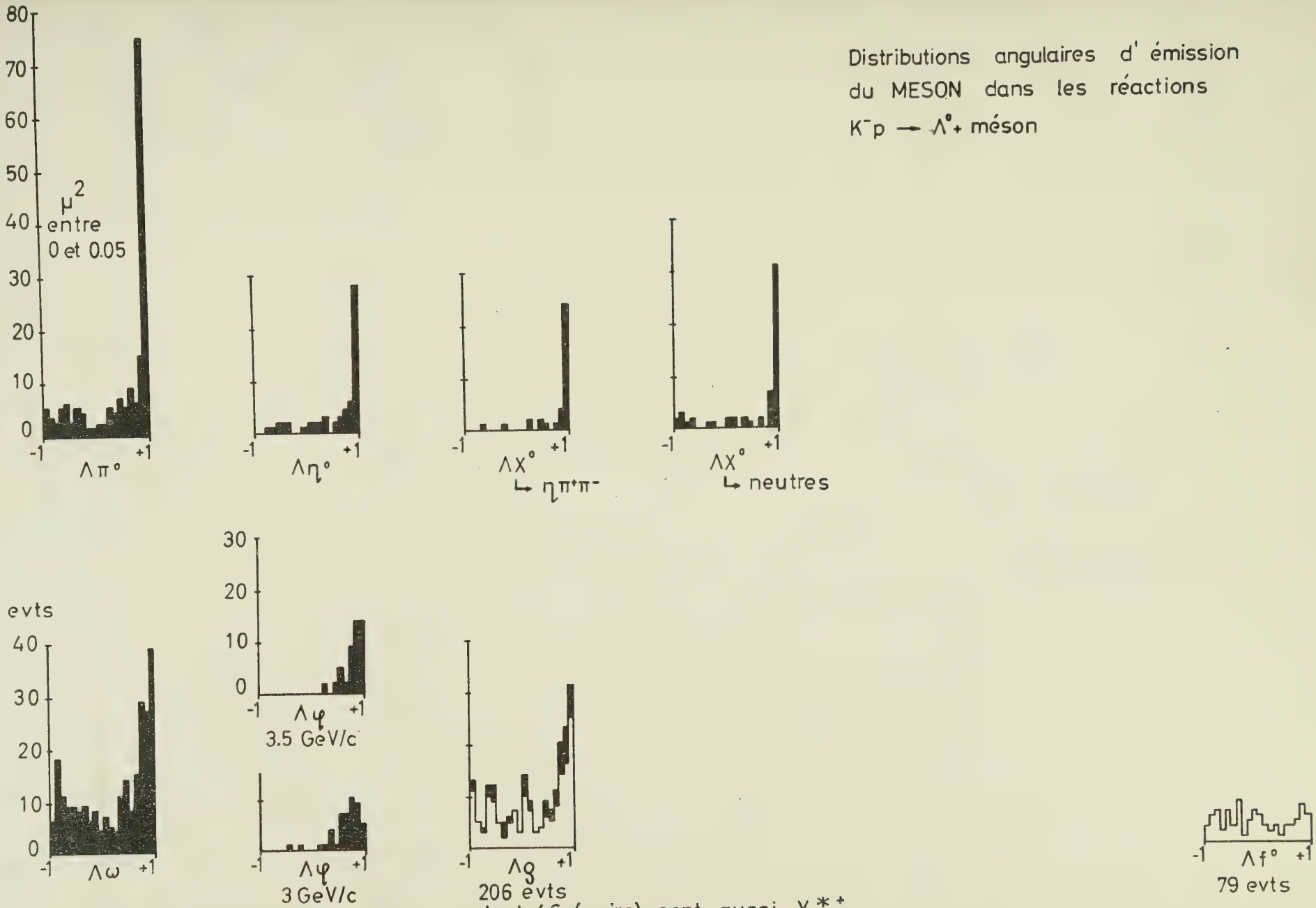


FIG 29b

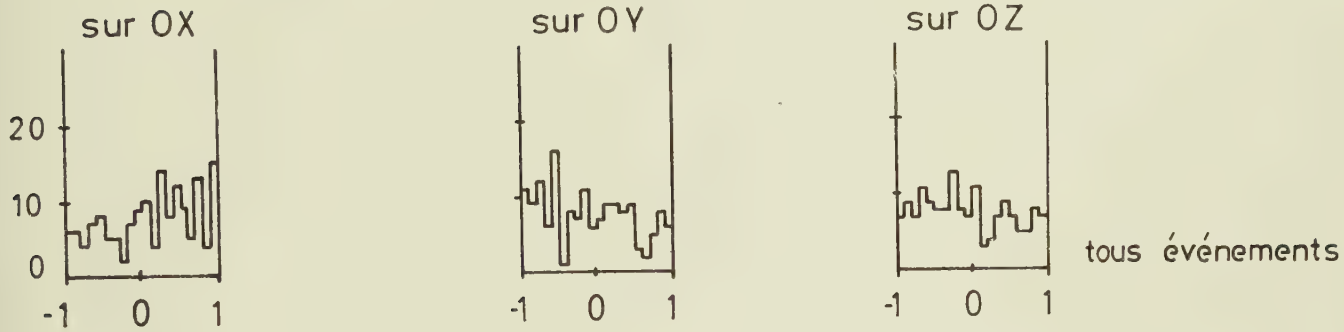
Courbe pleine = échange de K avec absorption (SVENNSON)

FIG. 30

Réaction $K^- p \longrightarrow \Lambda^0 \pi^0$

Polarisation du Λ^0

(distribution de son proton).



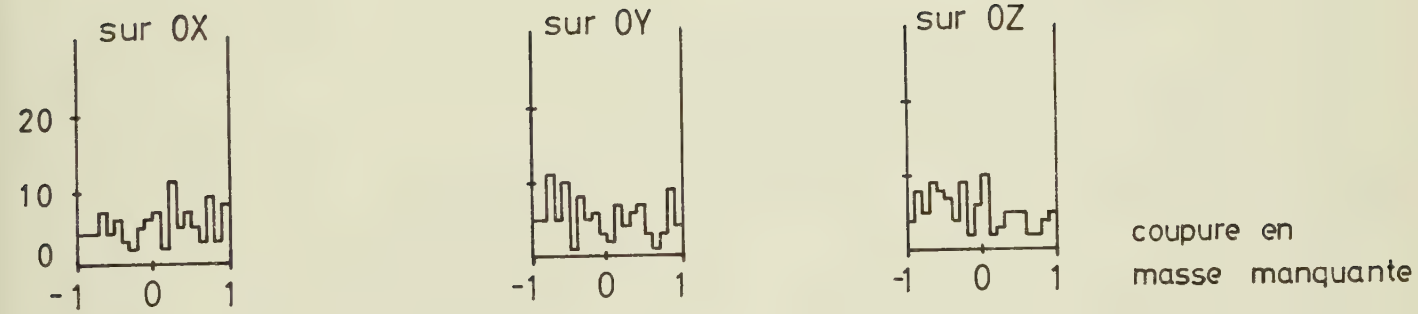
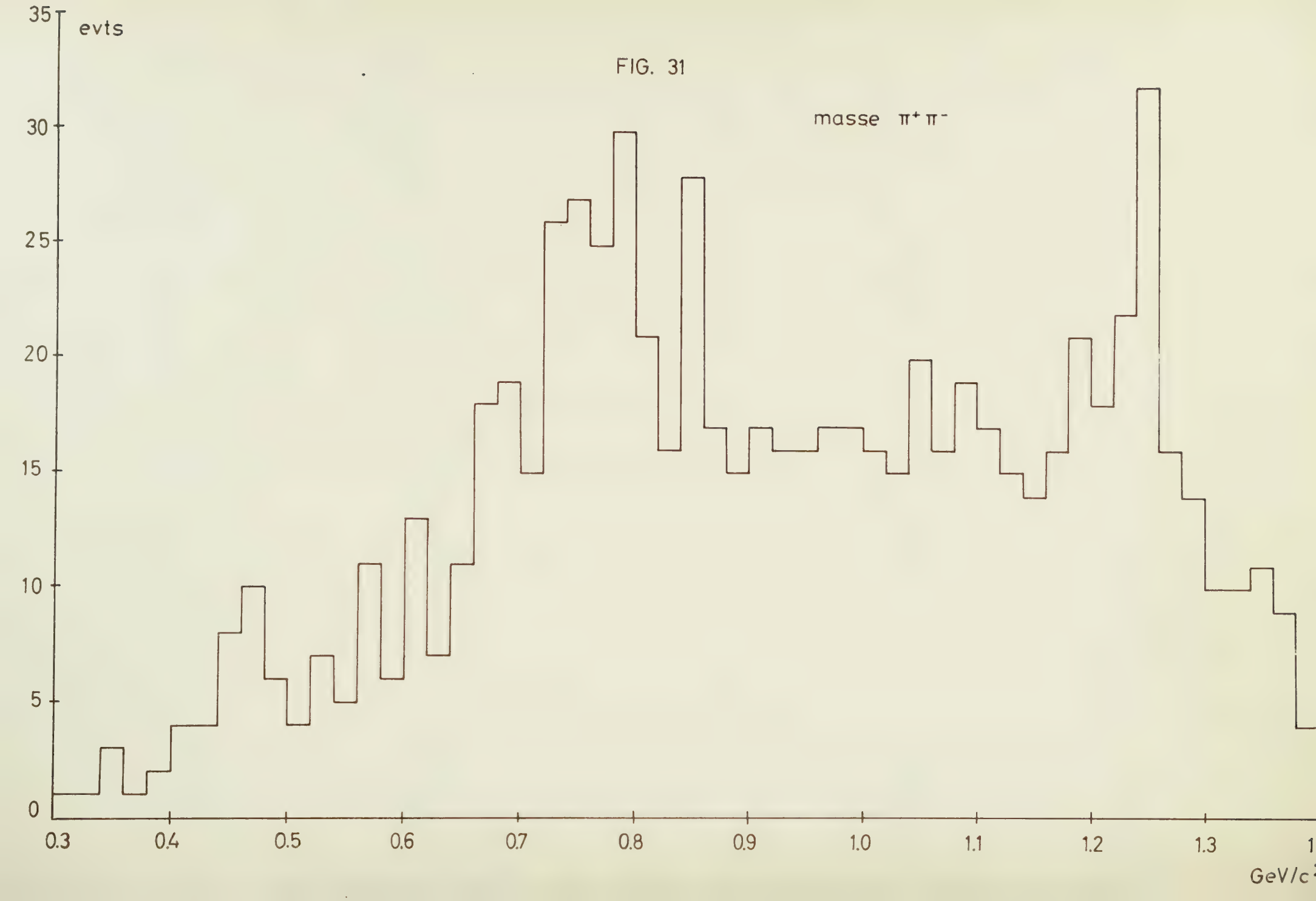


FIG. 31


evts
masse $\pi^+\pi^-$
35
30
25
20
15
10
5
0
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
GeV/c²

vts

FIG. 32

FIG. 33

masse $\pi^+\pi^-$

FIG. 34

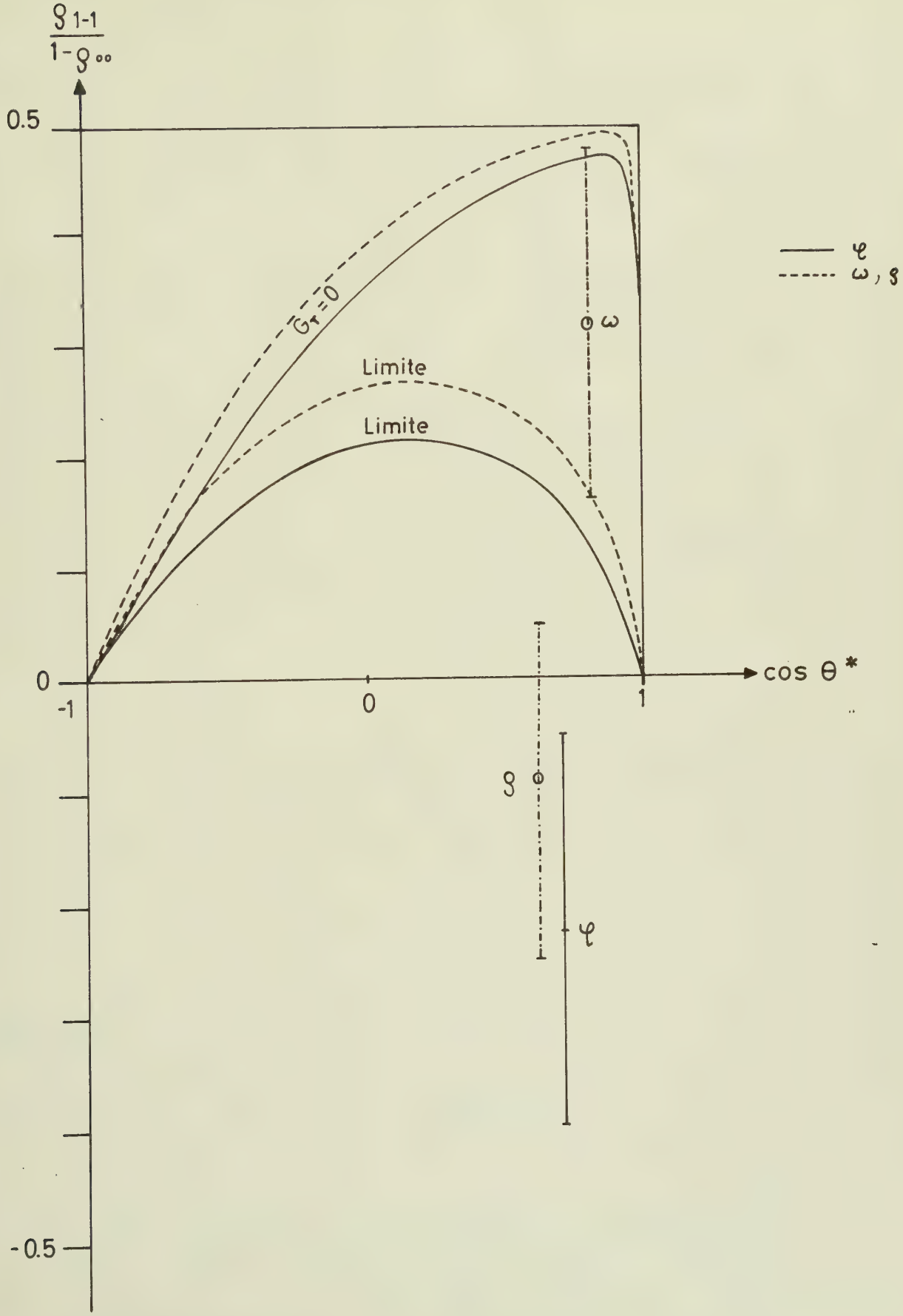
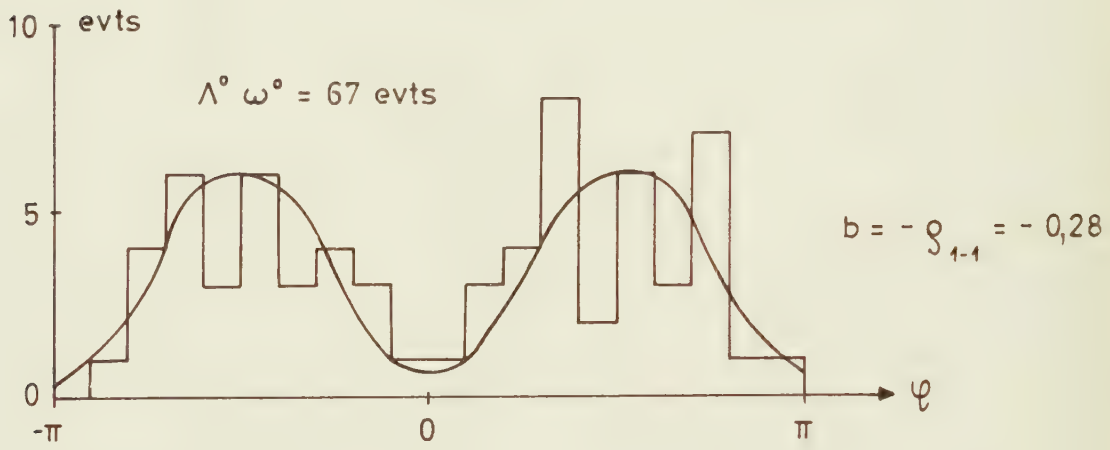
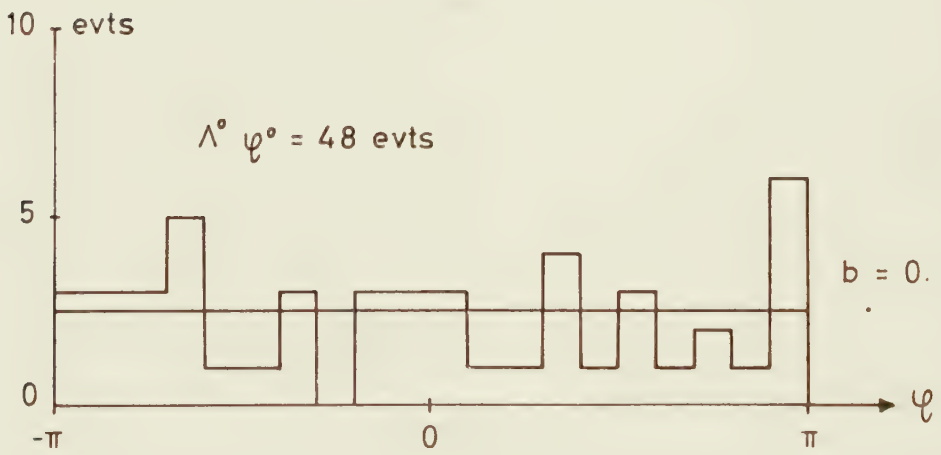

$\frac{\varphi_{1-1}}{1-\varphi_{\infty}}$
0.5
0
-0.5
-1
0
1
cos θ*
$\bar{G}_r=0$
Limite
Limite
ω
φ
ω, φ
φ
φ

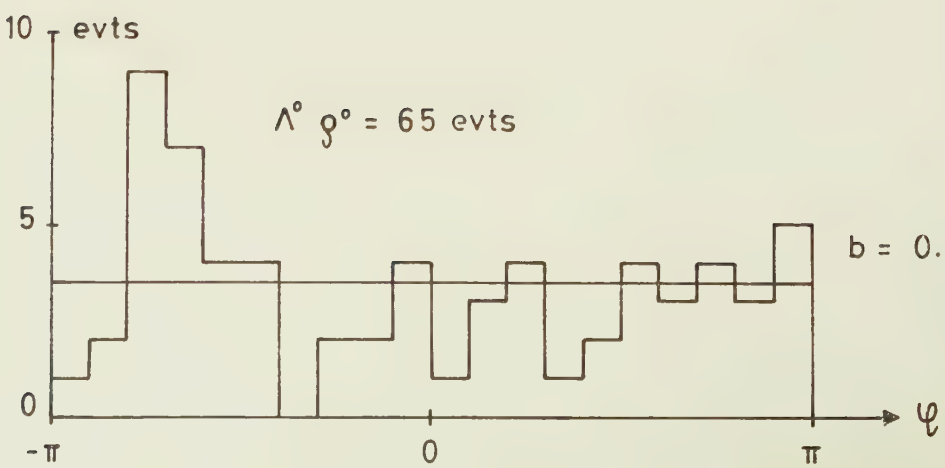
FIG. 35

ANGLE AZIMUTHAL
(Désintegration des mésons vectoriels)

La courbe continue représente $a + b \cos 2\varphi$







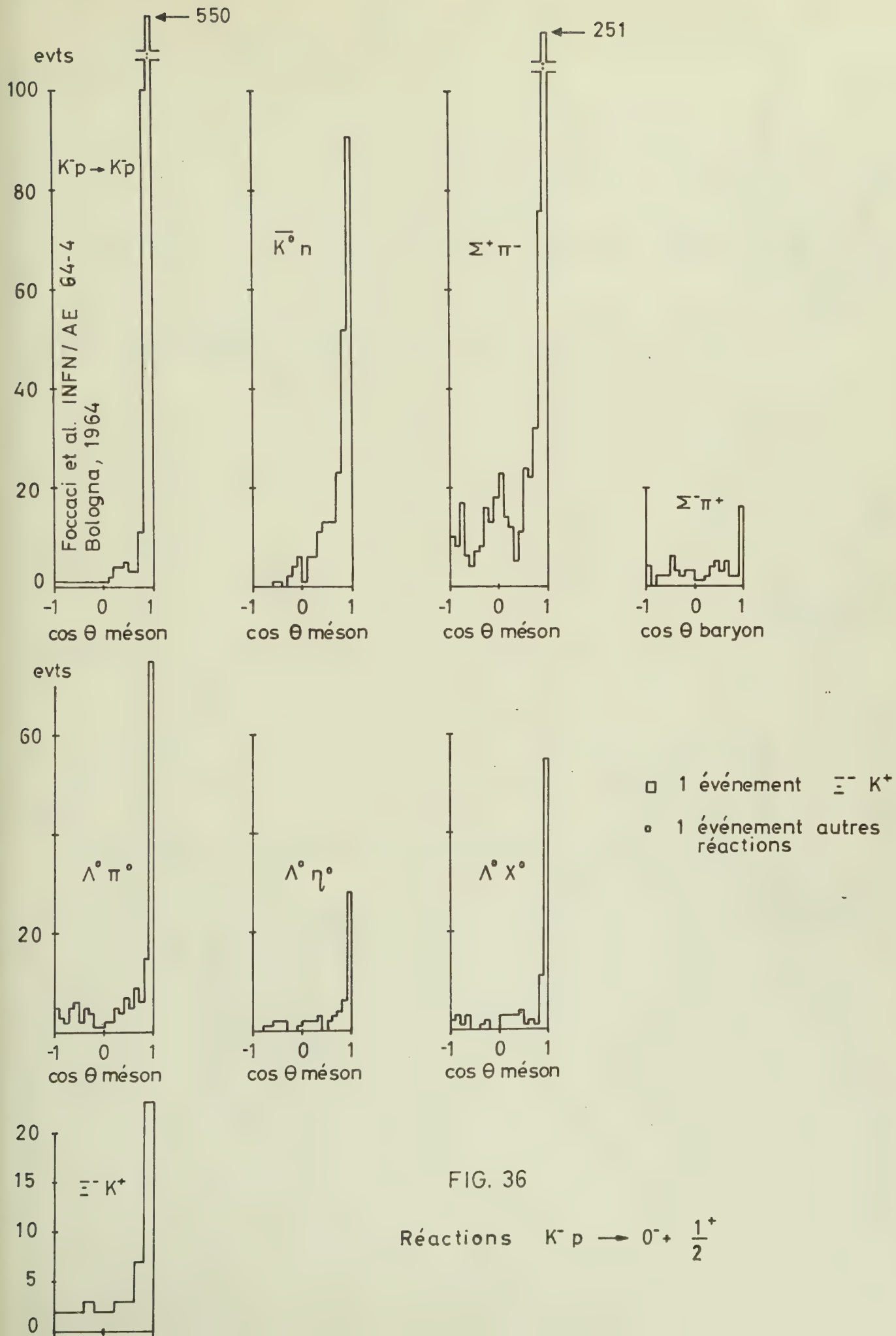


FIG. 36

Réactions $K^- p \longrightarrow 0^- + \frac{1^+}{2}$

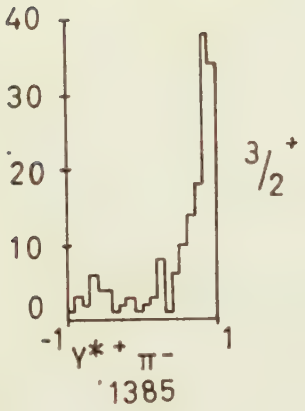
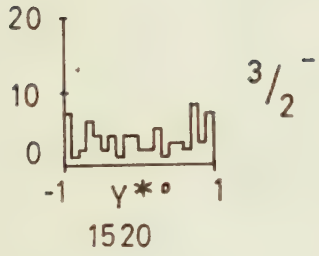
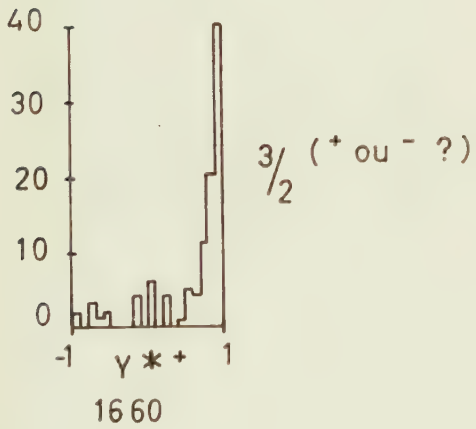


FIG. 37

Quelques exemples de réactions

$K^- p \rightarrow Y^* \pi$





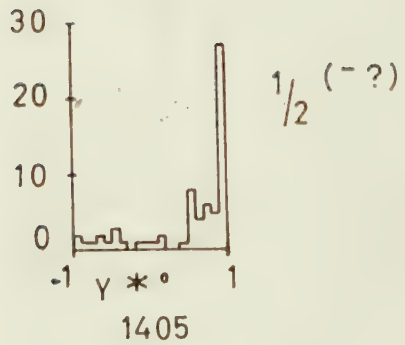


FIG. A1

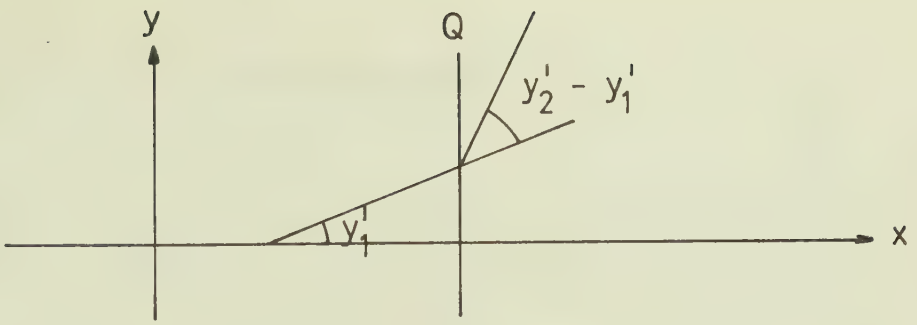
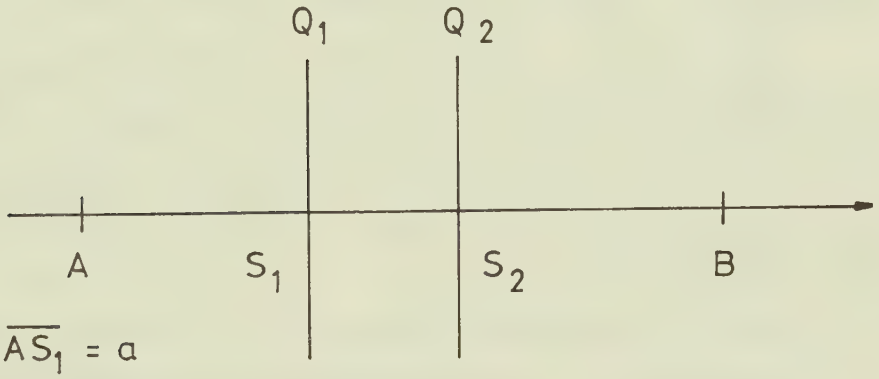


FIG. A2

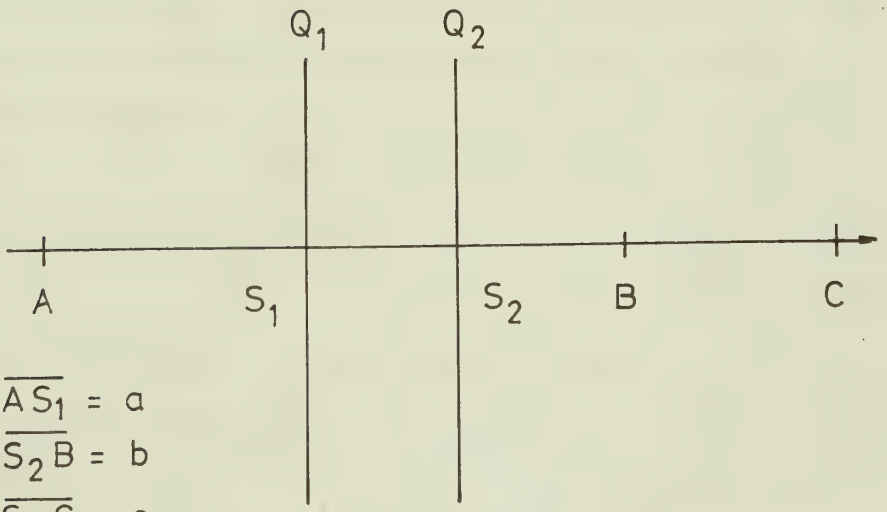


$\overline{AS_1} = a$

$\overline{S_2B} = b$

$\overline{S_1S_2} = d$

FIG. A3



$\overline{AS_1} = a$

$\overline{S_2B} = b$

$\overline{S_2C} = c$

$\overline{S_1S_2} = d$

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier tout d'abord Monsieur le Professeur L.Leprince-Ringuet d'avoir bien voulu m'acceuillir dans son laboratoire et d'y avoir guidé mon travail, d'abord en tant qu'élève à l'Ecole. Déjà y règnait cette ambiance et cet esprit d'équipe qui rendent notre travail si agréable.

Je voudrais dire à Monsieur le Professeur B.P.Gregory toute ma gratitude - et toute ma nostalgie - pour les années de travail effectuées sous sa conduite, pour son enseignement de tous les jours comme pour son dévouement face aux difficultés matérielles.

Avant d'aller au CERN, j'ai été heureux de travailler sous la direction de Messieurs Morellet et Astier.

Mon travail au CERN a été rendu possible grâce à Monsieur R.Armenteros, que je ne remercierai jamais assez pour tout ce qu'il m'a appris, en physique, en technique, mais aussi sur le plan humain. Je ne suis pas prêt d'oublier son acharnement, son esprit méthodique, son désintéressement. Il a su souder cette grande équipe "supranationale" grâce à qui les faisceaux de la CBH 81 ont pu donner satisfaction, avec le support de toute la division TC dont Monsieur C.Peyrou a si bien su nous ouvrir les portes.

Tout au long de mon travail se retrouve l'empreinte de Monsieur F.Muller, sans qui rien de ce travail n'aurait vu le jour. Après avoir accéléré le démarrage des moyens d'analyse du laboratoire, il a su obtenir la construction du faisceau et les longues expositions de la chambre à bulles, et s'il n'a malheureusement pas participé directement à l'analyse de l'expérience décrite ici, l'elan qu'il a donné par son passage au

CERN à l'étude tant théorique qu'expérimentale des mécanismes de production a été la source même des recherches décrites ici.

Avant de remercier tous les autres, je voudrais dire à J.M.Perreau combien j'ai apprécié les années de travail avec lui, qui en cette époque d'enfance du PS était presque de la vie en commun. Et puis il est juste de remercier tous ceux qui, à la suite de Monsieur Van der Meer dont le rôle créateur fut particulièrement important, ont participé à toutes les expériences faites dans les faisceaux m_1 et m_2, dont la liste est longue comme le furent les expériences; ils ont participé au sens propre, et à me lire se reconnaîtront. Bien entendu dans cette grande équipe il faut inclure tous ceux qui participèrent à la chambre à bulles, qu'ils aient été de Saclay sous la direction de Monsieur Florent, ou que comme Messieurs Badier, Briandet, Cornic, Demoulin et Krejbich, ils soient venus de l'Ecole Polytechnique, ainsi que tous les membres du CERN qui nous ont aidé et particulièrement Messieurs Germain et Tinguely.

L'analyse a été menée à l'Ecole Polytechnique grâce à la science, à l'expérience et au dévouement de Messieurs Badier, Demoulin, Gregory, Kayas, Krejbich, Pelletier, Rougé et Ville, avec le concours de Mesdemoiselles Mallein et Ziguelde, de Madame Mornas et de Monsieur Bizeau qui avaient la lourde charge de notre organisation.

Cette analyse n'aurait jamais été achevée sans le soutien solide du LPCHE de Saclay et tout particulièrement de Messieurs Barloutaud, Lévèque, Meyer et Verglas et de Madame Louedec. Grâce au groupe de Monsieur Meyer nos mesures ont été achevées, et la totalité de nos calculs a été exécutée grâce aux compétences de ce groupe ainsi qu'à celle de Monsieur Bastien du SCE, qui les a rendus exécutables sans notre présence. Que ces personnes trouvent ici le témoignage

de ma gratitude, en particulier Messieurs Berthelot et Meyer qui ont si bien guidé notre collaboration.

Parmi nos collaborateurs extérieurs je voudrais mentionner tout spécialement Monsieur Stan Baker du laboratoire d'Imperial Gollege, qui a attiré mon attention sur plusieurs travaux théoriques utilisés ici, qui a participé un moment avec nous à l'extraction des résultats et qui a bien voulu nous faire profiter des résultats obtenus à 3,5 Gev/c.

Je remercie chaleureusement Mademoiselle H.Noir qui a dactylographié un manuscrit quasi illisible et produit sans continuité, avec une patience et une gentillesse digne d'éloges, Mademoiselle S.Schmitz qui a dessiné les figures et Monsieur Jadot qui a polycopié le texte.

Aujourd'hui une thèse est le fruit individuel du travail d'une équipe. Le laboratoire de Monsieur Leprince-Ringuet forme une seule et grande équipe. Symbolisée par Monsieur Terranova qui deux fois par jour sans une seule défaillance assure le transport et le passage de nos calculs à Saclay, que toute cette équipe sache ici ce que je lui dois.

Enfin, je désire exprimer toute ma reconnaissance à la Direction des Etudes et Fabrication d'Armement qui a permis ce travail, et tout particulièrement à Monsieur l'Ingénieur Général Sorlet, Monsieur l'Ingénieur Général Nardin, Monsieur l'Ingénieur Général Rivals et Monsieur l'Ingénieur en Chef Malardel qui m'ont toujours encouragé dans la voie que j'avais choisie et qui m'ont donné les moyens de la suivre.

REFERENCES

(1) - Regenstreif - Le synchrotron à protons du CERN
CERN 58-6 et 61-9

(2) - Badier, Florent, Gregory - L'onde électrique
P.Baillon - Diplôme d'Etudes Supérieures (Paris 1963)
J.Badier - Thèse (Paris 1964)

(3) - Van der Meer - CERN 60-22

(4) - Muller, Perreau, goldberg - CERN TC HBC 81 (62-15)

(5) - Filthuth - CERN 62-19

(6) - The CERN P.S. User's Handbook (CERN /PS)

(7) - C.Germain - Communication personnelle

(8) - Langeseth, Pluym, de Raad - CERN /P.S./ Int. EA 60-5

(9) - Démonstration dans Chamberlain - Annual Rev. of Nucl.Sc. 1960

(10) - C.Germain - CERN 59-38

(11) - Cocconi et al. 1960 Rochester conference (p.799)

(12) - Baker et al - P.R.L. 7, 101 (1961)

(13) - J.Huc - Communication personnelle

(14) - J.Goldberg - CERN - TC /HBC 81/ 62-6

(15) - J.M.Perreau et J.Goldberg - CERN 63-12

(16) - J.M.Perreau - Communication personnelle

(17) - C.Pelletier - Communication personnelle

(18) - J.Badier - Thèse, Paris 1964

(19) - Thresh - Manuel d'utilisation (CERN-DD)

(20) - Grind - " " " " "

(21) - Bake - " " " " "

(22) - Slice " " " " "

(23) - J.Huc - Programme FOIN

(24) - P.Fleury - Communication personnelle

(25) - J.M.Perreau - Communication personnelle

(26) - A.Verglas - Thèse (Paris 1966)

(27) - Bertanza et al. - Conférence de Genève p.279 et suiv.(1962)

(28) - Badier, Demoulin, Goldberg, Gregory, Pelletier, Rougé, Ville, Barloutaud, Lévêque, Louedec, Meyer, Schlein, Verglas, Holthuizen, Hoogland, Kluyver, et Tenner Physics Letters, 17, 337 (1965)
(29) - Schlein et al. P.R.L. [illegible] (1963)
(29bis) - Erwin, Wangler, Walk[illegible] - Phys.Rev. 137, B 414 (1965)
(29ter) - Miller et al. Phys.Rev. 142 B 960 (1965)
(30) - Travail effectué par A.[illegible]
(31) - J.Badier - Communication personnelle
(32) - Auteurs de (28) - Note CEA-N-532 (LPCHE - Saclay)
(33) - Ville, Thèse (Paris 1965)
(34) - J.Meyer - Communication personnelle
(35) - J.Orear - UCRL 8417
(35bis) - Berman et Jacob - Phys.Rev. 139 B 1023 (1965)
(36) - Jackson - Nuovo Cimento 34, 1644 (1964)
(36bis) - Hamilton - Theory of Elem. Part. p.375 (Oxford 1959)
(37) - Schlein - Phys.Rev. 135 B 1453 (1965)
(38) - Grard - UCRL 10153
(39) - Byers et Yang - Phys.Rev. 135 B 796 (1964)
- Berman et Oakes - Phys.Rev. 135 B 1034 (1964)
(41) - Stodolsky et Sakurai - P.R.L. 11 90 (1963)
(42) - Voir(28)
(43) - Auteurs de(28) Communication non publiée à la Conférence d'Oxford (1965)
(44) - J.Badier - Communication personnelle
(45) - Haque, Scotter, Musgrave, Blair, Grant, Hughes, Morton, Negus, Turnbull, Ahmad, Baker, Celnikier, Misbahuddn, Sherman, Skillicorn, Atherton, Chadwick, Davies, Field, Gray, Lawrence, Loken, Lyons, Mulvey, Oxley, Wilkinson, Elliott, Fisher, Pickup, Rangan, Scarr, Sedman, Segar
(46) - Connus depuis plusieurs années, ces résultats sont bien résumés et regroupés dans le cours de H.Pilknuhn (Herceg-Novi, Univ. de Strasbourg, Edit. (1965)
(47) - Auteurs de (28), Phys.Let. 12, 352 (1964)

(48) - Jackson et Pilkhuhn - Nuovo Cimento, 33, 906 (1964)
(49) - Jackson - Rev. of Mod. Phys. Octobre 1965
Jackson, Donohue, Gottfried, Keyser, Svensson -
Phys.Rev. 139 B 428 (1965)
(50) - Le modèle de la matrice K est peut-être meilleur mais
n'a pas été appliqué à ces réactions
(51) - Svensson - Communication personnelle
(52) - Muller et al. - Communication non publiée à la Conférence
d'Oxford (1965) (A 128 et A 129)
(53) - Glashow - P.R.L. 11, 48 (1963)
(54) - Bronzan et Low - P.R.L. 12, 502 (1964)
Minami - Nuovo Cimento 34, 1139 (1964)
(55) - Fried et Taylor - P.R.L. 17, 709 (1965)
(56) - Auteurs de (28), à publier
(57) - Lindenbaum - Conférence d'Oxford p. 119 (1965)
(58) - Demoulin - Thèse (Paris 1966)
(59) - Rau, Samios, Yamamoto, Goldberg, Lichtman, Primer, Leitner
Phys.Rev. 143, 1034 (1966)
(60) - Barkas et Rosenfeld - UCRL 8030 Rev. (1965)

DEUXIÈME THÈSE

—o—

Propositions données par la Faculté

"Rayonnement Gamma dans le rayonnement cosmique."

Vu et approuvé

Paris, le 16 Juin 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'Imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE